

**Strahlungswechselwirkung
von Rydbergatomen
Realisierung eines Ein-Atom-Masers**

Dissertation
der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von
Dieter Meschede
aus Lathen/Ems

München, den 29. Juni 1984

**Strahlungswechselwirkung
von Rydbergatomen
Realisierung eines Ein-Atom-Masers**

**Dissertation
der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität München**

**vorgelegt von
Dieter Meschede
aus Lathen/Ems**

München, den 29. Juni 1984

Realisierung eines Ein-Atom-Masers von Rydbergatomen Strahlungswechselwirkung

Dissertation
der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität München

1. Gutachter : Prof. Dr. H. Walther

2. Gutachter : Prof. Dr. W. Hering

Tag der mündlichen Prüfung : 3.8.84

München, den 22. Juni 1984

INHALTSVERZEICHNIS

ZUSAMMENFASSUNG

EINLEITUNG 1

I. RYDBERGATOME UND IHRE STRAHLUNGSWECHSELWIRKUNG 5

I.1 Allgemeine Eigenschaften der Rydbergatome 5

I.2 Wechselwirkung eines Zwei-Zustands-Atoms mit einer Feldmode 8

I.3 Ziele der Arbeit 19

II. EXPERIMENTE 22

II.1 Erzeugung und Nachweis der Rydbergatome 22

II.2 Mikrowellenspektroskopie an Rydbergatomen 37

II.2.1 Apparative Details 38

II.2.2 Messungen 44

II.2.3 Resultate und Diskussion 48

II.3 Der Rydberg-Maser 57

II.3.1 Apparative Details 57

II.3.2 Messungen 74

II.3.3 Diskussion 82

II.4 Rydbergatome im hohen Resonatorfeld 84

III. AUSBLICK 88

IV. LITERATURZITATE 90

Anhang A: Mathematische Behandlung der Rabigleichungen A1

Anhang B: Berechnung der elektrischen Feldverteilung der TE_{121} -Mode A3

TE_{121} -Mode

ZUSAMMENFASSUNG

Wird ein Leuchtelektron eines Atoms in eine Bahn mit sehr hoher Hauptquantenzahl n angeregt, so können die Energiezustände im allgemeinen durch eine Rydbergformel beschrieben werden; die Atome selbst bezeichnet man als Rydbergatome. Sie haben interessante Eigenschaften, eine davon ist die empfindliche Wechselwirkung mit elektromagnetischer Strahlung.

Die Resonanzwellenlängen zwischen benachbarten Rydbergzuständen liegen für $n \sim 60$ im cm-Bereich. Da die Dipolmatrixelemente zwischen diesen Zuständen mit n^2 wachsen, werden sie durch externe elektromagnetische Strahlung derart stark gekoppelt, daß bereits 10^{-11} W ausreichen, um einen Übergang zu sättigen.

Andererseits sind Rydbergatome wegen der geringen spontanen Übergangswahrscheinlichkeit zu tieferen Zuständen sehr langlebig. Sie werden daher nicht durch Fluoreszenz, sondern mittels Ionisation in einem elektrischen Feld nachgewiesen. Diese Nachweismethode ist so empfindlich, daß die Eigenschaften der Rydbergatome an einzelnen Atomen studiert werden können.

Die n^{-4} -Abhängigkeit der kritischen Ionisationsfeldstärke ermöglicht sogar eine Unterscheidung von Zuständen mit verschiedenem n . Diese Eigenschaft kann verwendet werden, um Besetzungsänderungen zwischen Rydbergniveaus, die z.B. durch äußere Hochfrequenzfelder hervorgerufen werden, nachzuweisen. Hierdurch wird die Hochfrequenzspektroskopie an den Zuständen ermöglicht.

Nach der Erfindung des Masers ist das Studium der Wechselwirkung von Strahlung und Materie in einem physikalischen System, das nur aus einem Zwei-Zustands-Atom und einer einzelnen elektromagnetischen Feldmode besteht, von besonderem Interesse.

Dieses System ist geeignet, um Einflüsse der Quantenstatistik des elektromagnetischen Feldes auf das Emissionsverhalten von

Atomen zu untersuchen. Auf der Grundlage des zuerst von Jaynes und Cummings vorgestellten Modells werden sowohl für kohärente wie für thermische Felder Phänomene erwartet, die eine direkte Folge der Quantisierung des elektromagnetischen Feldes sind und mit klassischen Theorien nicht zu erklären sind.

Für diese Arbeit wurden in einem Rubidium-Atomstrahl Rydbergzustände präpariert, die sich im einfachsten Fall als Atome beschreiben lassen, die nur zwei Zustände besitzen (Zwei-Zustands-Atome). Die Beobachtung eines AC-Stark-Effektes weist allerdings auf die engen Grenzen dieses Modells bei sehr kleinen elektrischen Feldstärken hin.

Die Eigenfrequenz der TE_{121} -Mode eines supraleitenden Niobresonators, deren Güte zwischen 2×10^7 bei 4.3K und 8×10^8 bei 2K variierte, konnte auf eine Resonanzfrequenz dieser Atome abgestimmt werden. Die entsprechenden Relaxationszeiten des Resonators lagen mit $150 \mu s$ bzw. $5000 \mu s$ weit über der mittleren Aufenthaltsdauer der Atome im Resonatorfeld, die $60 \mu s$ beträgt. Es konnte deshalb ein mehrmaliger Austausch von Photonen zwischen Atom und Resonatorfeld erwartet werden. Es steht somit ein System zur Verfügung, um die Aussagen des Modells von Jaynes und Cummings zu testen.

Die Rydbergatome fliegen im oberen Maserniveau in den Hohlraum hinein. Nach dem Verlassen des Resonators werden Übergänge zum unteren Niveau durch die Messung der Besetzungsänderung des oberen Niveaus nachgewiesen.

Wenn die Resonanzfrequenzen von Atom und Hohlraum übereinstimmen, tritt eine starke Umbesetzung zum unteren Maserniveau auf und es kommt zur Sättigung des Übergangs. Die Resonanzkurve zeigt eine vom Fluß der angeregten Rydbergatome abhängige Linienverbreiterung, die beweist, daß die Atome mit dem Resonator mehrfach Photonen austauschen. Bei einer mittleren Atomdichte von 22000 Atomen/s trat auch eine Linienverschiebung auf. Diese kann nicht mehr mit dem Bild eines Zwei-Zustands-Atoms erklärt werden und rührt mit großer Wahrscheinlichkeit von quasiresonanten Nachbarniveaus her.

Die größten experimentellen Anforderungen stellte die Abstimmung der mechanisch kontrollierten Resonatoreigenfrequenz auf die atomare Resonanzfrequenz bei 21.5 GHz mit einer Genauigkeit von wenigen 10kHz. Zu diesem Zweck wurde der zylindrische Resonator zwischen einer Schraube und einem Piezokristall eingespannt. Die Schraube diente zur groben, der Piezokristall zur feinen Abstimmung der Frequenz.

Zur Vorbereitung des eigentlichen Experiments wurden die Frequenzen von Ein- und Zweiphotonenübergängen zwischen Rubidium-Rydbergzuständen in einem Mikrowellenspektrometer gemessen. Aus den gemessenen Frequenzen, deren Genauigkeit im Mittel $\pm 100\text{kHz}$ beträgt, konnten Quantendefekte und Feinstrukturkonstanten neu bestimmt werden. Die Ergebnisse stimmen mit den genauesten optischen Daten gut überein; die Meßgenauigkeit ist in vielen Fällen größer als die der früheren Messungen. Hyperfeinstrukturen der $^4\text{S}_{1/2}$ -Zustände konnten bis zur Quantenzahl $n=59$ aufgelöst werden.

Zur Untersuchung der Resonatoreigenschaften wurde eine Methode verwendet, die die Umbesetzung der Rydbergzustände in starken Hochfrequenzfeldern auch weit außerhalb der Resonanz ausnutzt. Bei diesen Messungen wurde auch das Verhalten der Rydbergatome in starken Feldern studiert.

Bei einer großen Verstimmung des Hochfrequenzfeldes kann eine so starke Verschiebung und Verbreiterung der Rydbergzustände hervorgerufen werden, daß eine Entartung erzwungen wird und es zu einer Kopplung von Zuständen mit Bahndrehimpulsen kommt, die sich um $\Delta l=2$ unterscheiden. Es wurden dabei Kohärenzen sehr hoher Ordnung erzeugt, die in ähnlicher Weise bisher nur bei Experimenten mit optischem Pumpen in einem Laserresonator beobachtet worden sind.

EINLEITUNG

Die weitaus meisten Phänomene der Wechselwirkung von Strahlung und Materie werden befriedigend durch physikalische Theorien erklärt, die die Teilchen zwar nach der Quantenmechanik behandeln, das elektromagnetische Feld jedoch als klassische Welle annehmen. Eine Ausnahme ist der spontane Zerfall angeregter atomarer Zustände, der nur mit einer Quantisierung des Strahlungsfeldes voll verstanden werden kann. Weitere Phänomene, deren Erklärung eine Quantisierung des Wellenfeldes voraussetzt, sind die Lamb-Shift, das Spektrum der Resonanzfluoreszenz und das Photonen-Antibunching.

Die Behandlung von Atomen in Resonatoren geht zurück auf Dirac, der 1927 [1] einen Hohlraum betrachtete, in dem sich außer der Strahlung noch ein einzelnes Atom befindet. Seinen Ansatz, in dem er den Gesamtzustand mit einer Wellenfunktion beschrieb, benutzten Weisskopf und Wigner in ihrer fundamentalen Arbeit zur ersten Berechnung der spontanen Zerfallsrate [2], die mit den experimentellen Ergebnissen in Einklang stand. Diese Arbeit erklärt die Breite der angeregten atomaren Niveaus aufgrund ihrer endlichen Lebensdauer, die sich aus der Kopplung an die Zustände des elektromagnetischen Feldes ergibt.

Aufgrund der Proportionalität der spontanen Zerfallsrate zur Modendichte des elektromagnetischen Feldes folgerte Purcell [3] 1946 ebenso wie Bloembergen und Pound 1954 [4], daß eine Erhöhung des Vakuumfeldes in einem Resonator gegenüber dem des freien Raumes zu einer Erhöhung der spontanen Emissionsrate führt.

Die Überlegungen von Purcell waren durch Arbeiten zur Kernspinresonanz angeregt worden. Da Kernspin-Übergänge im cm-Wellenbereich eine extrem lange Lebensdauer von vielen Sekunden besitzen, fehlte es allerdings an Möglichkeiten, das Phänomen experimentell zu studieren. Das Problem wurde deshalb in den Bereich der rein akademischen Fragestellungen verwiesen.

Ähnlich urteilte auch Kleppner, der den Gedanken von Pound 1969 [5] für die Atomphysik wieder aufnahm. Im Jahre 1981 hat Kleppner [6] schließlich die Überlegungen auf Rydbergatome übertragen, die wegen ihrer besonderen Emissionseigenschaften für diese Experimente besonders geeignet sind.

Die Übergangswellenlängen zwischen benachbarten Rydbergniveaus liegen bei $n \sim 60$ im cm-Bereich und entsprechen somit den Wellenlängen der Grundmoden mechanisch herstellbarer Hohlraumresonatoren. Zwischen den Zuständen gibt es erlaubte elektrische Dipolübergänge, weshalb die Rydbergatome wesentlich empfindlicher auf Hochfrequenzstrahlung reagieren als Kernspinzustände.

Mit der Feldionisation steht darüber hinaus für Rydbergzustände eine extrem empfindliche Nachweismethode zur Verfügung, so daß die experimentellen Voraussetzungen zur Untersuchung dieser Wechselwirkungsphänomene von Materie und Strahlung an einzelnen Atomen vorhanden sind.

Ebenso wie die Modendichte eines Resonators im Resonanzfall zu einer Erhöhung der spontanen Übergangsrate führt, vermindert sie diese bei einer Verstimmung. Entsprechend ist auch die Absorption von Schwarzkörperstrahlung aus einem "verbotenen" Frequenzbereich unterdrückt. Dieser zur Emission inverse Prozeß wurde experimentell zuerst in einem Plattenkondensator untersucht, dessen Modendichte eine untere Grenzfrequenz besitzt. In einem Experiment von Vaidyanathan, Spencer und Kleppner [7] wurde die Abhängigkeit einer Übergangsfrequenz zwischen zwei Rydbergzuständen des Natriums von der elektrischen Feldstärke ausgenutzt, um die atomare Eigenfrequenz über die Grenzfrequenz hinweg in den verbotenen Bereich zu verschieben. Dabei wurde die Unterdrückung der Absorption unterhalb der Grenzfrequenz beobachtet.

1983 wurde auch erstmals eine Erhöhung der spontanen Emissionsrate beobachtet. Goy, Raimond, Gross und Haroche [8] führten das Experiment an wenigen Atomen in einem supraleitenden Niobresonator durch, der auf die Frequenz des Natriumatoms abgestimmt werden konnte. Es zeigte sich, daß im Resonanzfall ca. 15% der Atome

vom angeregten $23s$ -Zustand in den $22p$ -Zustand übergingen. Die Güte des verwendeten Resonators war noch zu gering, um die Reabsorption des Strahlungsfeldes durch die Atome zu ermöglichen.

Sehr interessant dürfte in diesem Zusammenhang auch das Studium der Rydbergzustände mit maximaler Drehimpulsquantenzahl ($\ell=n-1$) sein, da sie für elektrische Dipolübergänge nur den einen Zerfallskanal $|n, \ell\rangle \rightarrow |n-1, \ell-1\rangle$ besitzen [9].

Auch die Unterdrückung der spontanen Emission ist kürzlich nachgewiesen worden. Dehmelt und Gabrielse [10] haben eine Verdreifachung der Lebensdauer von Elektronen in den Landauniveaus einer Ionenfalle beobachtet. Die Falle war für die Verringerung der Modendichte verantwortlich.

Bei der gemeinsamen Beschreibung von Atom und Feld als einem gekoppelten physikalischen System wurde bisher der Grundzustand stets als der Endzustand des Atoms betrachtet. Dieses Bild trifft zu, wenn die vom Atom abgestrahlte Energie irreversibel vom Hohlraum aufgenommen wird.

Mit supraleitenden Hohlraumresonatoren dagegen werden heute Relaxationszeiten erzielt, die weit größer sind als die Zerfallszeiten der Atome in ihrem Feld. Wenn sich die Atome lange genug im Hohlraumfeld aufhalten, können sie die Strahlungsenergie mehrfach mit dem Feld austauschen. Die kohärente Überlagerung der Zustände von Feld und Atom wird im Modell von Jaynes und Cummings beschrieben [11].

Das Verhalten des Atoms und des Resonatorfeldes, kann als analog zu zwei gekoppelten klassischen Pendeln angesehen werden, von denen eines zu Beginn in Ruhe ist. Eine schwache Kopplung zwischen den Pendeln sorgt für einen im Vergleich zur Pendelschwingdauer langsamen periodischen Austausch der Energie, der dem Austausch eines Photons zwischen Atom und Resonator äquivalent ist.

I. RYDBERGATOME UND IHRE STRAHLUNGSWECHSELWIRKUNG

Wie in der Einleitung beschrieben, wurden die Experimente zur Realisierung eines Ein-Atom-Masers unternommen, um die Strahlungswechselwirkung zwischen einzelnen Atomen und einem einzelnen elektromagnetischen Feldzustand zu untersuchen. Die grundlegenden Eigenschaften solcher physikalischen Systeme werden in Lehrbüchern über die Quantentheorie der Strahlung [12,13] ausführlich behandelt und sollen daran anknüpfend erläutert werden.

I.1 Allgemeine Eigenschaften der Rydbergatome

Die besonderen Eigenschaften der hoch angeregten atomaren Zustände sind in der Literatur [14,15,16] immer wieder ausführlich diskutiert worden. Tab I.1 umfaßt eine Liste wichtiger Eigenschaften von Rydbergatomen. Die Werte bei $n \sim 60$ werden mit den Werten bei niedrig liegenden Niveaus verglichen.

Die Bindungsenergie E_n der Leuchtelektronen wird durch die Rydbergformel (1.1) beschrieben. Bei $n \sim 60$ entsprechen die geringen Energieabstände zwischen benachbarten Zuständen (1.2) den Wellenlängen $\lambda_{n,n+1}$ der Grundmoden mechanisch herstellbarer Hohlraumresonatoren. Die Kopplung dieser Zustände durch ein elektromagnetisches Feld wird mit den Dipolmatrixelementen $\mu_{n,n+1}$ beschrieben (1.3), die mit n^2 wachsen. Wegen der großen Wellenlängen und der großen Matrixelemente sind Rydbergatome für die Durchführung von Ein-Atom-Maser-Experimenten besonders geeignet. Hinzu kommt die höchst empfindliche Nachweismethode der Feldionisation.

Trotz der großen Matrixelemente nimmt aber die spontane Übergangswahrscheinlichkeit γ_{sp} (1.4) wegen der $1/\lambda_{n,n+1}^3$ -Abhängigkeit

mit wachsendem n schnell ab. Sie wird nach [13]

$$(1.4a) \quad \gamma_{sp} = (8\pi^2/3) \mu_{n,n+1}^2 / (n \epsilon_0 \lambda_{n,n+1}^3)$$

berechnet. Die Lebensdauer τ_n der Rydbergzustände wird von der Übergangswahrscheinlichkeit (1.6) zu den tiefliegenden Niveaus bestimmt und wächst wegen des abnehmenden Überlapps der Radialwellenfunktionen rasch an.

Tab.I.1 Eigenschaften von Wasserstoff-Rydbergatomen

		$n \sim 1$	$n \sim 60$
(1.1)	$E = R/n^2$	-10^4 meV	-4 meV
(1.2)	$\lambda_{n,n+1} \sim cn^3/2R$	10^{-5} cm	1 cm
(1.3)	$\mu_{n,n+1} \sim ea_0 n^2$	ea_0	$3600 ea_0$
(1.4)	$\gamma_{sp} \sim n^{-5}$	10^8 s^{-1}	1 s^{-1}
(1.5)	$\gamma_{ind} = \gamma_{sp} \bar{n}$		$1 \text{ s}^{-1} (T/K)$
(1.6)	$\tau_n \approx \tau_0 n^3$	$0,002 \mu\text{s}$	$500 \mu\text{s}$

(e: Elementarladung ; a_0 : Bohrscher Radius ; R: Rydbergkonstante)

Die mittlere thermische Besetzungszahl der n -Zustände des elektromagnetischen Feldes beträgt nach der Bose-Einstein-Statistik

$$(1.7) \quad \bar{n} = (e^{kT/h\nu} - 1)^{-1}$$

$$(1.7a) \quad \bar{n} \approx kT/h\nu, \quad \text{falls } kT/h\nu > 1.$$

Deshalb beschleunigt die Schwarzkörperstrahlung im cm-Wellen-Bereich durch induzierte Emission und Absorption bereits bei Raumtemperaturen wegen (1.5) die Änderung der Besetzungsverhältnisse erheblich. Bei 21.5 GHz, der für diese Arbeit wichtigsten Frequenz, beträgt $\bar{n}$:

$$(1.7b) \quad \bar{n} \approx k/h\nu (T/K) \sim 1 (T/K).$$

Die induzierte Übergangsrate ist aber selbst bei 300K mit $\gamma_{\text{ind}} \sim 300\text{s}^{-1}$ noch so gering, daß sie bei den hier anfallenden Problemen vernachlässigt werden kann.

Genaugenommen gelten die Werte von Tab.I.1 nur für Wasserstoff. Da ein Atomstrahl aus Wasserstoffatomen aber technisch schwieriger herzustellen ist und zur Anregung ihrer Rydbergniveaus kurzwelliges UV benötigt wird, führt man diese Experimente meist mit hoch angeregten, wasserstoffähnlichen Niveaus der Alkaliatome durch.

Die Leuchtelektronen der Alkaliatome bewegen sich in einem durch den positiven Ionenrumpf veränderten Coulombpotential. Dadurch wird eine Störung der wasserstoffähnlichen Zustände verursacht. Sie ist am stärksten für die Zustände mit kleinen Drehimpulsen $l \ll n$, da ihre stark exzentrischen Bahnen am weitesten in den Rumpf hineinreichen. Andererseits werden die Zustände mit großem Drehimpuls $l = n-1$ mit wachsendem n immer wasserstoffähnlicher, da ihre "Kreisbahnen" ("circular states", [9]) weit vom Rumpf entfernt sind.

Einige besonders wichtige Eigenschaften der Alkali-Rydbergatome können auf einfache Art und Weise mit der schon lange verwendeten Quantendefekttheorie [17] beschrieben werden, in der man in (1.1) die Hauptquantenzahl durch einen Effektivwert $n = n - \delta_{nl}$ ersetzt (R_{Al} : Rydbergkonstante des betreffenden Alkaliisotops):

$$(1.8) \quad E_{nl} = \frac{R_{Al}}{(n - \delta_{nl})^2} .$$

Der Quantendefekt δ_{nl} beschreibt pauschal die Abschirmung des Leuchtelektrons durch den ionischen Rumpf des Atoms. Er nimmt mit wachsendem Drehimpuls schnell ab, besitzt aber nur eine geringe n -Abhängigkeit, die erst mit neueren Methoden der Laser und Mikrowellenspektroskopie genauer untersucht werden konnte [18].

Für die Untersuchung der Strahlungseigenschaften ist die zuverlässige Berechnung der Dipolmatrixelemente von großer Bedeutung. Edmonds, Picart, Tran Minh und Pullen [19] haben auf der Grundla-

ge der Berechnungen von Bates und Damgaard [20] universelle Funktionen $g_i(\Delta n^*)$, $\Delta n^* = n^* - n^{*'}$ abgeleitet und tabelliert, die es gestatten, Matrixelemente für $n^* \leq 200$ und nicht zu große $\Delta n^* \leq 4$ zu berechnen. Für große n^* trägt nur die Funktion g_0 bei und man erhält:

$$(1.9) \quad \mu_{n,n'} = \frac{3}{2} e a_0 \cdot n_c^2 \cdot g_0(n^* - n^{*'}) ;$$

$$n_c^{-1} = \frac{1}{2} (n^{*-1} + n^{*'-1})$$

Für $\Delta n^* \leq 1$ ist g_0 von der Größenordnung 1.

Mit diesen Korrekturen lassen sich weitere Emissionseigenschaften der Alkaliatome wie beim Wasserstoff mit (1.4) - (1.6) bestimmen.

I.2 Wechselwirkung eines Zwei-Zustands-Atoms mit einer Feldmode

Definitionen

Das physikalische System wird durch den Hamiltonoperator

$$(1.10) \quad \hat{H} = \hat{H}_{\text{Atom}} + \hat{H}_{\text{Feld}} + \hat{H}_{\text{Dipol}} + \hat{H}_{\text{Rel}}^{\text{Atom}} + \hat{H}_{\text{Rel}}^{\text{Feld}}$$

charakterisiert. Das Zwei-Zustands-Atom besitzt das angeregte Niveau $|e\rangle$ im Abstand $\hbar\omega$ vom "Grund"zustand $|g\rangle$ und wird durch den Operator

$$(1.11) \quad \hat{H}_{\text{Atom}} = \hbar\omega |e\rangle\langle e|$$

hinreichend beschrieben. Zwei-Zustands-Atome existieren nicht in der physikalischen Wirklichkeit. Wenn an der dynamischen Entwick-

lung eines atomaren Zustandes aber nur zwei Niveaus effektiv beteiligt sind, dann reicht die Beschreibung mit einem solchen Modellatom in vielen Fällen aus. Sowohl dessen Grundzustand $|g\rangle$ wie sein angeregter Zustand $|e\rangle$ entsprechen im Experiment einem hoch angeregten Rydbergzustand.

Die n -Quantenzustände des elektrischen Wechselfeldes mit der Frequenz ω_0 können in üblicher Notation als Eigenwerte des Operators

$$(1.12) \quad \hat{H}_{\text{Feld}} = \hbar\omega_0(n + \frac{1}{2})|n\rangle\langle n| = \hbar\omega_0(a^\dagger a + \frac{1}{2})$$

aufgefaßt werden. Der Wechselwirkungsbeitrag

$$(1.13) \quad \hat{H}_{\text{Dipol}} = -q \hat{\underline{r}} \cdot \hat{\underline{E}}$$

setzt sich zusammen aus dem Term des elektrischen Dipols

$$(1.14) \quad \begin{aligned} q \cdot \hat{\underline{r}} &= \mu_{eg} (|g\rangle\langle e| + |e\rangle\langle g|) \\ &=: \mu_{eg} (b e^{-i\omega t} + b^\dagger e^{i\omega t}) \end{aligned}$$

(q : elektrische Ladung ; $b^\dagger, b$: atomarer Erzeugungs- und Vernichtungsoperator)

mit dem Dipolmatrixelement $\mu_{eg} = \langle e | q \hat{\underline{r}} | g \rangle$, und dem Operator des elektrischen Feldes

$$(1.15) \quad \hat{\underline{E}}(\underline{r}, t) = \underline{E}_0(\underline{r}) (a e^{-i\omega t} + a^\dagger e^{i\omega t})$$

$$(1.16) \quad \underline{E}_0(\underline{r}) = \sqrt{\frac{\hbar\omega_0}{2\epsilon_0 V}} \underline{u}(\underline{r}) \quad , \quad \int_V u^2(\underline{r}) dV = V$$

beschreibt die Amplitudenverteilung im Resonatorvolumen V . In der 'Rotating-Wave-Approximation' wird das oszillierende Feld durch ein rotierendes Feld ersetzt und (1.13) reduziert sich zu

$$(1.17) \quad \hat{H}_{\text{Dipol}} = \mu_{eg} \underline{E}_0(\underline{r}) (a b^\dagger e^{i\Delta t} + a^\dagger b e^{-i\Delta t})$$

$$(\Delta = \omega - \omega_0)$$

Die Kopplungsstärke zwischen Atom und Feld wird durch

$$(1.18) \quad \hbar \Omega(\underline{r}) = \mu_{eg} E_0(\underline{r})$$

angegeben, während man in der Rabi-Frequenz Ω_R

$$(1.19) \quad \Omega_R(\underline{r}) = 2 \Omega(\underline{r}) \sqrt{n+1}$$

ein charakteristisches Maß für die dynamische Entwicklung des Systems besitzt.

Die Relaxationsterme berücksichtigen den spontanen Zerfall der angeregten atomaren Zustände und die Dämpfung des elektromagnetischen Feldes durch Kopplung an ein thermisches Bad, das die statistische Anfangsverteilung der n -Zustände prägt. Sie werden hier nicht näher behandelt, da beide Dämpfungszeitkonstanten im Experiment sehr gering sind und daher vernachlässigt werden können. Ist das nicht der Fall, muß man die statistische Natur der thermischen Ankopplung des Feldes in den Bewegungsgleichungen durch eine Langevin-Kraft berücksichtigen. Haroche [16] hat diesen Fall ausführlich behandelt.

Bewegungsgleichungen, Erhaltungsgrößen

Lösungen des ungestörten Hamiltonoperators

$$(1.20) \quad \hat{H}_0 = \hat{H}_{\text{Atom}} + \hat{H}_{\text{Feld}}$$

sind Produktwellenfunktionen $|e, n\rangle$ und $|g, n\rangle$. Die Lösungen zum gesamten Hamiltonoperator $\hat{H}$ können mit Eigenfunktionen vom Typ

$$(1.21) \quad |\Psi\rangle = \sum_n \zeta_{e,n} |e, n\rangle + \zeta_{g,n} |g, n\rangle$$

mit $\sum_n \{ c_{e,n} c_{e,n}^* + c_{g,n} c_{g,n}^* \} = 1$ beschrieben werden.

Alle Beiträge des Wechselwirkungsoperators

$$(1.22) \quad \hat{H}_W = \hat{H}_{\text{Dipol}} + \hat{H}_{\text{Rel}}^{\text{Atom}} + \hat{H}_{\text{Rel}}^{\text{Feld}}$$

führen zu Nichtdiagonalelementen im Zustandsraum von $\hat{H}_0$.

Die große Lebensdauer der atomaren Zustände und die schwache Kopplung des elektromagnetischen Feldes an das Reservoir ermöglichen eine Näherung: Wenn die charakteristische Entwicklungszeit des Systems Ω_R^{-1} und die Wechselwirkungsdauer τ_D kürzer sind als die reziproken Zerfallskonstanten von Atom γ_a^{-1} und Feld γ_c^{-1}

$$(1.23) \quad \Omega_R^{-1} \lesssim \tau_D \ll \gamma_a^{-1}, \gamma_c^{-1} ,$$

kann die Energie näherungsweise als Erhaltungsgröße angesehen werden und die Relaxationsterme vernachlässigt werden. Während der Durchflußzeit ändert sich die Feldamplitude nur durch die vom Atom selbst emittierte Strahlung und die Zustände $|e,n\rangle$ und $|g,n+1\rangle$ mit gleicher Energie sind entartet. Der Dipoloperator hebt diese Entartung auf und die Diagonalisierung von (1.10) bzw. die Lösung der Bewegungsgleichungen kann in dieser Näherung mit Wellenfunktionen

$$(1.24) \quad \psi_n = c_e(n) |e,n\rangle + c_g(n) |g,n+1\rangle$$

und $c_e c_e^* + c_g c_g^* = 1$ durchgeführt werden.

Um zu den Bewegungsgleichungen zu gelangen, muß (1.10) noch ins Ruhssystem der Atome transformiert werden. Die relativistische Verschiebung der Eigenfrequenz des Hohlraumes beträgt $\sim 0,01$ Hz (Dopplereffekt 2.Ordnung in einer stehenden Welle) und kann vernachlässigt werden.

Im Ruhssystem der Atome ist die elektrische Feldstärke zeitabhängig. Die Änderung der Amplitude ist aber bei einer mittleren Durchflußzeit $\tau_D \sim 60 \mu\text{s}$ langsam im Vergleich zur Frequenz des

Feldes, $|d\mathbf{E}_0/dt| \approx |\max(\mathbf{E}_0)/\tau_D| \ll |\omega_0 \mathbf{E}_0|$. In der "slowly varying envelope approximation" [13] kann daher das Feld in (1.15) mit der zeitabhängigen Amplitude $\mathbf{E}_0(\underline{r}) = \mathbf{E}_0(\underline{v}t)$ beschrieben werden.

Man erhält schließlich die wohlbekannten, dem Rabi-Problem äquivalenten Bewegungsgleichungen des ungedämpften Feldes

$$(1.25) \quad \begin{aligned} \frac{d}{dt} C_e &= -\frac{i}{2} \Omega_R(t) \cdot e^{i\Delta t} \cdot C_g \\ \frac{d}{dt} C_g &= -\frac{i}{2} \Omega_R(t) \cdot e^{i\Delta t} \cdot C_e, \end{aligned}$$

die den periodischen Austausch eines $\hbar\omega_0$ -Energiequantums zwischen Atom und Resonatorfeld beschreiben.

Der kohärente, periodische Austausch eines "Photons" ist das wesentliche Charakteristikum des schwach gedämpften Resonators. Das physikalische Verhalten des Systems im stark gedämpften Fall

$$(1.26) \quad \Omega_R < \gamma_C$$

kann man erkennen, indem man die Feldrelaxation in (1.25) durch einen linearen, n -unabhängigen Dämpfungsterm berücksichtigt, was dem Verhalten bei $T=0K$ entsprechen sollte.

$$(1.27) \quad \begin{aligned} \frac{d}{dt} C_e &= -\frac{i}{2} \Omega_R(t) \cdot e^{i\Delta t} \cdot C_g \\ \frac{d}{dt} C_g &= -\frac{i}{2} \Omega_R(t) \cdot e^{i\Delta t} \cdot C_e - \gamma_C C_g \end{aligned}$$

Die Relation

$$(1.28) \quad \Omega_R \sim \gamma_C = \omega_0/Q$$

besitzt den Rang einer Schwellbedingung, sie trennt den schwach gedämpften Bereich mit periodischem Energieaustausch von dem dissipativ bestimmten Fall.

Die Differentialgleichungen (1.25) und (1.27) sind wegen der zeitabhängigen Amplitude des elektrischen Feldes nur in Sonderfällen analytisch lösbar. Vom experimentellen Standpunkt interessiert nur der meßbare Zustand des Atoms nach dem Verlassen des Resonatorfeldes, während die genaue zeitliche Entwicklung unwichtig ist. Dieser Zustand wird durch die "Pulsfläche", das Integral $\mu \int_{-\infty}^{\infty} E(t') dt'$ bestimmt [16a]. In einer Näherung wird deshalb eine mittlere Feldamplitude benutzt, um die Bewegungsgleichungen zu lösen. Die Eigenschaften dieser Lösungen sollen hier vorgestellt werden. Die mathematische Behandlung der Rabigleichungen ist in Anhang A skizziert.

a) schwach gedämpftes Resonatorfeld (1.24), (1.25)

Die periodischen Lösungen des Rabiproblems folgen den Zeitgesetzen des harmonischen Oszillators. Wenn die Atome in einem reinen Anfangszustand $|e\rangle$ in das mit n Photonen angeregte Resonatorfeld hineinfliegen, findet man mit der Wahrscheinlichkeit $P_{e,n}(t)$ ein einzelnes Atom im angeregten Zustand:

$$(1.29) \quad P_{e,n}(t) = \frac{1}{2} \{ 1 + \cos(2\Omega\sqrt{n+1} t) \}$$

Bei einem realistischen Experiment, das mit vielen Atomen nacheinander durchgeführt wird, muß die statistische Verteilung der n -Zustände berücksichtigt werden. Dies führt zu

$$(1.30) \quad P_e(t) = \sum_n p_n P_{e,n}(t) \quad \sum_n p_n = 1$$

Die Eigenschaften solcher Summen, die außer den exakten Lösungen des Rabiproblems die statistischen Eigenschaften des elektromagnetischen Feldes berücksichtigen, wurden zuerst von Jaynes und

Cummings [11] formuliert und seitdem in zahlreichen Arbeiten [21, 22, 23, 24] diskutiert. Zwei wichtige Arten statistischer Verteilungen werden dabei vor allem untersucht, die Poissonverteilung [25] als Grenzfall einer kohärenten und das thermische Strahlungsfeld als Grenzfall einer inkohärenten, manchmal als chaotisch bezeichneten Verteilung. Die thermische Charakteristik führt zu:

$$(1.31) \quad P_e(t) = \frac{1}{2} (1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}}) \sum_n e^{-\frac{h\nu}{kT} n} (1 + \cos\{2\Omega\sqrt{n+1} t\})$$

b) stark gedämpftes Resonatorfeld (1.26), (1.27)

$$(1.32) \quad P_e = \exp(-\Omega_R^2 t / \gamma_C) := e^{-\Gamma t}$$

Berücksichtigt man, daß der Gütefaktor ein anderes Maß für die Resonatordämpfung ist,

$$(1.33) \quad Q = \omega_0 \tau_H = \omega_0 / \gamma_C \quad ,$$

dann kann die Zerfallsrate Γ aus (1.32) in Relation zur spontanen Emission (1.4a) gesetzt werden:

$$(1.34) \quad \Gamma = \frac{3}{4\pi^2} \frac{Q \lambda^3 u^2(r)}{V} \gamma_{sp} \quad .$$

Abgesehen von dem Geometriefaktor $u^2(r)$ erhält man das Ergebnis von Purcell [3]. Purcell faßte die spontane Emission als Spezialfall von Fermis Goldener Regel auf,

$$(1.35) \quad \gamma_{sp} = \frac{2\pi}{\hbar^2} N_f(\omega_0) |\langle e | \underline{\mu} \cdot \underline{E}_0 | g \rangle|^2 \quad ,$$

mit der Anzahl N_f der Moden im freien Raum unter Berücksichtigung

beider Polarisationen des Feldes,

$$(1.36) \quad N_f(\omega_0) d\omega_0 = 2 \frac{1}{2\pi} \frac{\omega_0^2}{c^3} V d\omega_0 \quad .$$

Um (1.4a) aus (1.35) zu erhalten, muß noch über die drei Raumrichtungen gemittelt werden [26].

Die Frequenzdichte einer einzelnen Resonatormode kann man durch eine Lorentzkurve mit der Halbwertsbreite γ_c beschreiben. Ihre resonante Dichte beträgt [5] mit (1.33)

$$(1.37) \quad N_R(\omega_0) d\omega_0 = \frac{2}{\pi} \frac{Q}{\omega_0} d\omega_0 \quad .$$

Ersetzt man in (1.35) N_f durch N_R , ergibt sich wiederum (1.34).

Kleppner [5] erwähnt ein Analogon aus der klassischen Elektrodynamik. Um das Strahlungsfeld eines einzelnen schwingenden Dipols in einem Hohlraum hoher Güte zu beschreiben, kann man die Randbedingungen mit der Methode der Bildladungen durch eine Anzahl von Q in Phase schwingenden Spiegeloszillatoren simulieren. Die konstruktive Interferenz ihrer Strahlungsfelder führt im Resonanzfall zu einer beschleunigten Abgabe der Energie, ebenso wie im umgekehrten Fall destruktive Interferenz die Oszillatorenergie konserviert.

Die Erhöhung der spontanen Emissionsrate wurde kürzlich von Goy, Raimond, Gross und Haroche [8] an wenigen Atomen in einem Resonator beobachtet, wie in der Einleitung beschrieben wurde.

Abschätzung der Parameter des Experiments

Zur Berechnung des Koppelfaktors (1.18) benötigt man die Feldstärke des Hochfrequenzfeldes auf der Atomstrahlachse und die Dipolmatrixelemente zwischen den atomaren Niveaus. Die z-Komponente des reduzierten Dipolmatrixelementes, $\langle 63p_{3/2} || z || 61d_{5/2} \rangle$, beträgt etwa $2.4 \cdot 10^{-26} \text{Cm}$. Die Matrixelemente zwischen den m_j -Zuständen können daraus berechnet werden und sind in Abb.1.1 für $\Delta m_j = 0$ in Einheiten des reduzierten Dipolmatrixelementes notiert.

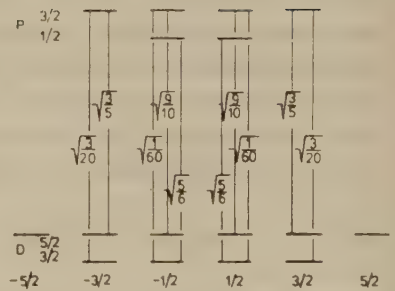


Abb.1.1 Dipolmatrixelemente des p-d-Übergangs in Einheiten von $\langle 63p_{3/2} || z || 61d_{5/2} \rangle$

Die Berechnung der Feldstärke der TE_{121} -Mode ist in Anhang B für eine Resonanzfrequenz von 21.5 GHz ausgeführt. Für den Übergang zwischen den $m_j = \pm 1/2$ -Niveaus erhält man schließlich den maximalen Koppelfaktor

$$(1.38) \quad \Omega = 17 \text{ kHz}$$

Da die mittlere Photonenzahl im Resonator bei 2K $\bar{n} = 1.5$ beträgt (1.7b), berechnet man nach (1.19) eine mittlere Rabi-Frequenz von

$$(1.39) \quad \Omega_R(2K) \sim 50 \text{ kHz},$$

die einer Schwingungsperiode von

$$(1.40) \quad \tau_R \sim 120 \mu s$$

entspricht. Bei einer Ofentemperatur von 450K bewegen sich die Atome mit einer durchschnittlichen thermischen Geschwindigkeit

von etwa 300m/s, so daß die effektive Resonatorlänge von 18mm in ca. 60 μ s passiert wird und die Atome im Mittel einen ganzen Besetzungszyklus durchlaufen können. Die Relaxation des Resonatorfeldes besitzt Dämpfungszeitkonstanten zwischen 130 μ s (4.3K) und 5000 μ s (2K) .

Abb.1.2 zeigt das Ergebnis der numerischen Auswertung von (1.31). Die Überlagerung der verschiedenen Rabifrequenzen führt zur gezeigten zeitlichen Veränderung der Besetzungswahrscheinlichkeit.

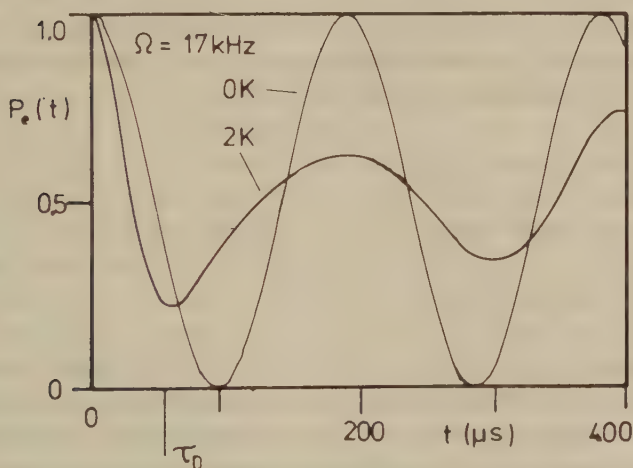


Abb.1.2 Zeitabhängigkeit der Besetzungswahrscheinlichkeit nach (1.31)

Wegen der thermischen Geschwindigkeitsverteilung im Atomstrahl

$$(1.41) \quad p(v)dv = (2v^3/u^4) \exp(-v^2/u^2)dv, \quad u = \sqrt{\frac{2kT}{m}}$$

(m : Masse der Atome)

ist der Endzustand der Atome beim Verlassen des Hohlraumes selbst bei konstanter Feldstärke verschieden. Die große Breite der thermischen Geschwindigkeitsverteilung führt deshalb zur Beobachtung einer mittleren Besetzungswahrscheinlichkeit. Sie besitzt für $\Omega_R > \gamma_C, \tau_d^{-1}$ eine Lorentzform und lautet speziell für einen angeregten Anfangszustand [13]:

$$(1.42) \quad P_e(\Delta) = 1 - \frac{1}{2} \frac{\Omega_R^2}{\Delta^2 + \Omega_R^2} .$$

Daraus erhält man die Halbwertsbreite

$$(1.43) \quad 2\pi \cdot \Delta\nu_{1/2} = 2 \cdot \Omega_R .$$

Um den kohärenten Austausch der Energie zwischen Atom und Feld zu realisieren, muß die Schwellbedingung (1.28) erfüllt sein. Das ist der Fall mit einem minimalen Gütefaktor

$$(1.44) \quad Q_{\min} = \frac{\omega_0}{2Q\sqrt{n+1}}$$

und speziell für $T=0K$ ($n=0$)

$$(1.45) \quad Q_{\min} \sim 2 \cdot 10^6 .$$

Die Schwellbedingung (1.44) kann auch durch ein größeres n , das ist eine größere Feldstärke, erreicht werden. Die Amplitude kann thermisch oder durch ein externes Feld erhöht werden. Außerdem kann auch die Superradianz, die kollektive Emission von Strahlung durch ein Ensemble von Atomen, zu einer selbstinduzierten Erhöhung der Feldstärke führen. In jedem Fall werden die Besetzungssoszillationen so beschleunigt, daß sie innerhalb der Dämpfungszeit des Resonators stattfinden.

Dieses superradiante Verhalten eines invertierten Ensembles von Atomen wurde auch theoretisch von Moi, Goy, Gross, Raimond, Fabre und Haroche [28] untersucht. Es wurde gezeigt, daß man das System aus einem einzelnen Atom und einem Hohlraumresonator sehr hoher Güte als Grenzfall eines Ein-Atom-Masers auffassen kann.

Rydbergatome als Zwei-Zustands-Atome

Die Wechselwirkung von Atom und elektromagnetischem Resonatorfeld ist im Experiment auf einen Zeitraum von etwa $60 \mu\text{s}$ beschränkt. Da während dieser Zeit spontane Umbesetzungen zu anderen Niveaus vernachlässigt werden können, braucht nur die Wechselwirkung der beiden Zustände betrachtet zu werden, die durch das Feld resonant gekoppelt werden.

Im Rubidiumatomstrahl werden Rydbergzustände, denen sich die Quantenzahlen (n, l, j) zuordnen lassen, durch Absorption von schmalbandigem Laserlicht angeregt. Dessen Polarisation liegt parallel zum elektrischen Feld des Resonators, so daß wegen der Auswahlregel $\Delta m_j = 0$ vom $S_{1/2}$ -Grundzustand aus, unabhängig vom m_F -Unterszustand, nur p-Niveaus mit $m_j = \pm 1/2$ angeregt werden. Magnetisches Kern- und Hüllmoment können in hohen p- und d-Zuständen von Rubidium als entkoppelt gelten, da die Hyperfeinstrukturaufspaltung kleiner ist als die atomare Zerfallskonstante.

Die lineare Polarisation des Resonatorfeldes koppelt an die beiden besetzten p-Zustände mit $m_j = \pm 1/2$ nur die d-Niveaus mit gleichen m_j . Da jeweils nur zwei Unterszustände durch einen Übergang verknüpft werden, kann man in guter Näherung von einem Zwei-Zustands-System sprechen.

Das Resonatorfeld kann wie ein Einmodenfeld behandelt werden. Bei tiefen Temperaturen muß seine diskrete Energiestruktur wegen (1.7) berücksichtigt werden, da bei den im Experiment benutzten Temperaturen von 2 bis 4K im Mittel nur einige wenige 'Photonen' angeregt sind.

Viele Phänomene der Wechselwirkung von Strahlung und Materie sind im semiklassischen Bereich, d.h. bei großen Feldstärken (Photonenzahl $n \gg 1$), ausführlich untersucht worden. Sie lassen sich im allgemeinen durch eine exakte Lösung der Rabi-Gleichungen beschreiben. Statistische Fluktuationen des elektromagnetischen Feldes können vernachlässigt werden, da sie die Feldamplitude nur unwesentlich ändern.

Bei niedrigen Temperaturen ($kT/h\nu < 1$) tritt aber die diskrete Energiestruktur des Feldes zu Tage und in einem realistischen Experiment muß man den Einfluß der Quantenstatistik des Feldes berücksichtigen. Von besonderem Interesse ist der schwach gedämpfte Fall, der vom Jaynes-Cummings-Modell beschrieben wird. Auf der Grundlage dieses Modells sind einige unerwartete Phänomene vorausgesagt (z.B. das "Quantum Revival", [24,29]), die mit einem klassischen Feld nicht erklärt werden können.

Ziel dieser Arbeit war deshalb die Realisierung eines physikalischen Systems aus einem Zwei-Niveau-Atom und einer resonanten, einzelnen Feldmode. In diesem System sollte für die Dauer der Wechselwirkung die Amplitude des elektromagnetischen Feldes im wesentlichen nur durch die von den Atom selbst emittierte Strahlung veränderbar sein. Die Voraussetzungen des Jaynes-Cummings-Modells können auf diese Weise erfüllt werden.

Die Entwicklung supraleitender Hohlraumresonatoren war zu Beginn dieser Arbeit an einen Punkt gekommen, an dem die Erfüllung der Schwellbedingung (1.45) in einem geeigneten Frequenzbereich und unter den Bedingungen einer Atomstrahlapparatur realisierbar erschien.

II. EXPERIMENTE

II.1 Erzeugung und Nachweis der Rydbergatome

Nachdem es gelungen war, Rydbergatome mit Hilfe der frequenzveränderlichen Farbstofflaser [30] herzustellen und empfindlich mit der Feldionisation nachzuweisen [31], ist die besondere Strahlungswechselwirkung dieser Atome auch oft untersucht worden [32,33].

Die Feldionisation

Die Leuchtelektronen der Rydbergatome, die sich in einem Coulomb-ähnlichen Potential

$$(2.1) \quad V_C \approx -2R a_0/r$$

bewegen, sind nur schwach gebunden (1.1,1.8). Die Coulombkraft zwischen Ionenrumpf und Elektron kann durch ein äußeres elektrisches Laborfeld E überwunden werden, dem das Potential

$$(2.2) \quad V_L = -eEz$$

entspricht. Der Sattelpunkt bei V_k in Abb.2.1 gibt die klassische Ionisationsgrenze, für die man eine kritische Schwelle E_{ion}

$$(2.3) \quad E_{ion} = 3.2 \cdot 10^8 \text{ V/cm } n^{*-4}$$

berechnet, die bei $n^* \sim 60$ nur noch 25 V/cm beträgt.

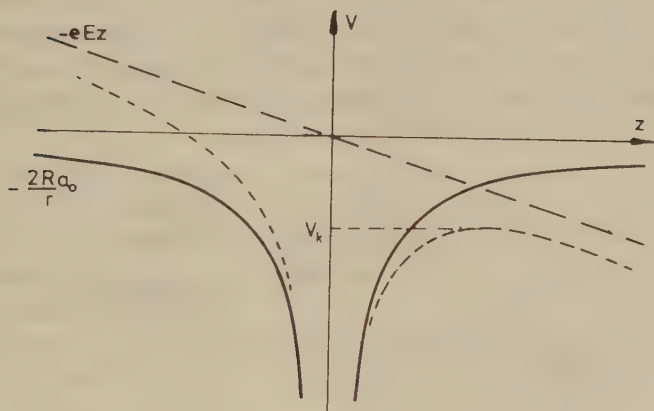


Abb.2.1 Potentialkurve eines Atoms im elektrischen Feld

Die grundsätzliche Gültigkeit dieses klassischen Ergebnisses wurde vielfach bestätigt [31,34]. Umgekehrt kann man nun das n^{*-4} -Gesetz benutzen, um aus der kritischen Ionisationsfeldstärke den n -Zustand von Rydbergatomen zu bestimmen und zwischen verschiedenen Niveaus zu unterscheiden. Die bei der Ionisation gewonnenen Elektronen oder Ionen können in Elektronenvervielfachern (Channeltrons) mit sehr hoher Wahrscheinlichkeit $\approx 0,5$ nachgewiesen werden.

Fluoreszenzmessungen scheiden als Alternative aus, da die Strahlungsintensität wegen der großen Lebensdauer (1.6) sehr gering ist.

Wegen seiner Bedeutung ist der Nachweis mit der Feldionisation im Detail untersucht worden. Die klassische Beschreibung reicht zum Verständnis der Feldionisation dann nicht mehr aus.

Abb.2.2 zeigt ein schematisches Diagramm der Starkniveaus für die Rydbergzustände von Rubidium. Die für die Experimente wichtigsten Zustände mit den niedrigen Drehimpulsen s,p,d zeigen zunächst einen quadratischen Starkeffekt. Bei wachsender Feldstärke überlagern sie sich mit den Mannigfaltigkeiten der benachbarten wasserstoffähnlichen Zustände mit großem $l > 3$, und bei noch höheren Feldern überlagern sich sogar die Zustände von Mannigfaltigkeiten mit unterschiedlichem n .

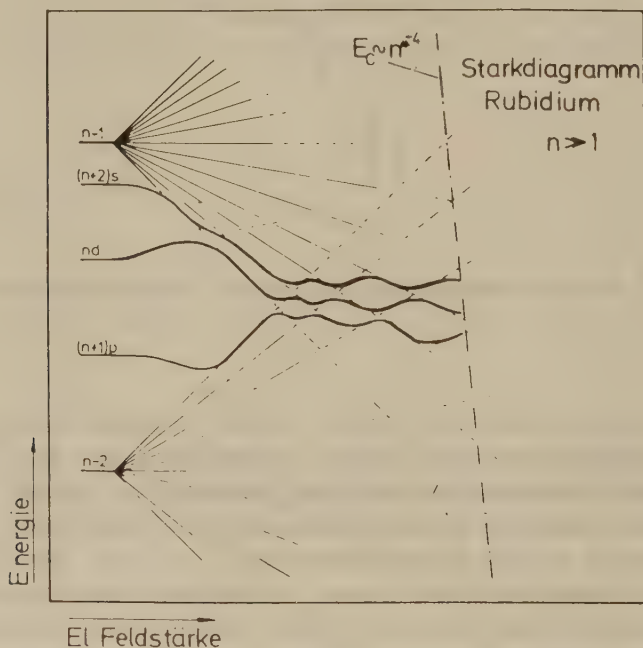


Abb.2.2 Schematisches Diagramm des Starkeffektes an Rydbergzuständen von Rubidium

Ein reines Coulompotential, überlagert von einem homogenen elektrischen Feld, läßt Kreuzungspunkte atomarer Zustände auch bei identischen magnetischen Quantenzahlen m zu. Die starke Spin-Bahn-Wechselwirkung besonders der schweren Alkaliatome K, Rb, Cs stört die Coulombsymmetrie und führt zu Kreuzungsverboten. Bei einem quasistatischen Durchfahren des elektrischen Feldes würden s, p und d-Zustände den in Abb. 2.2 hervorgehobenen Pfaden folgen.

Um eine möglichst realistische Annäherung an das Experiment zu erhalten, muß aber die endliche Änderungsrate des Feldes beachtet werden, die, wiederum besonders bei den schweren Alkaliatomen, an den Kreuzungspunkten zu einem gemischt diabatischen und adiabatischen Verhalten führt.

Gallagher, Perry, Safinya und Sandner [35] haben dazu vergleichende Experimente mit Natrium, Kalium und Rubidium durchgeführt.

Jedem Nullfeld-Rydbergzustand läßt sich aber zumindest eine mittlere Ionisationsquantenzahl n_F zuordnen. Wie man aus Abb. 2.2 erkennen kann, beträgt sie für die Rubidium s, p, d-Zustände etwa $n_H + \frac{1}{2}$, wobei n_H die Wasserstoffquantenzahl der darunter liegenden Mannigfaltigkeit ist. Die verbleibenden geringen Unterschiede in der Ionisationsfeldstärke ließen sich im Natrium noch zur Unterscheidung verschiedener Zustände nutzen [36] (sogar die hier vernachlässigte m_l -Abhängigkeit konnte genutzt werden). Gallagher wies jedoch bereits darauf hin, daß die Feldionisation bei den schweren Alkaliatomen ihre hohe Selektivität verliert, da z.B. den Rubidiumniveaus auch nicht näherungsweise eindeutige Ionisationspfade zugeordnet werden können.

Aus der Abb. 2.2 kann man deshalb auch entnehmen, daß die Rubidiumzustände $(n+2)s$, $(n+1)p$ und nd mit der Feldionisationstechnik nicht voneinander zu unterscheiden sind.

Die Anregung mit Farbstofflasern

Bei den Experimenten mit Rydbergatomen möchte man eine möglichst selektive Besetzung der Zustände erreichen. Die Rydbergniveaus liegen etwa 4-5eV über den Grundzuständen der Alkaliatome. Zu ihrer Anregung mit sichtbarem Laserlicht (2-3eV) sind deshalb die in Abb.2.3 angegebenen Schemata geeignet.

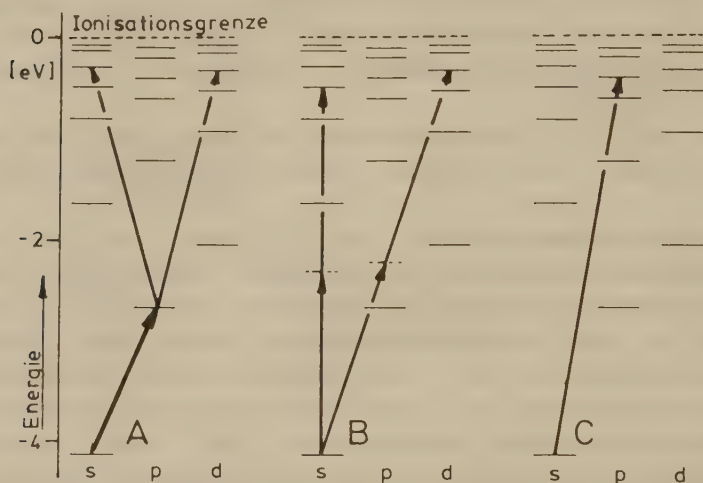


Abb.2.3 Anregung von Alkali-Rydbergzuständen mit Farbstofflasern
A: Anregung mit zwei Farbstofflasern
B: Zweiphotonenanregung
C: Anregung mit frequenzverdoppeltem Laserlicht

Einfache gepulste Lasersysteme besitzen eine Linienbreite von ca. 10GHz und gestatten daher die getrennte Anregung verschiede-

ner Rydbergzustände nur unterhalb von $n < 50$. Bei höheren Quantenzahlen ist es unbedingt erforderlich, mit einem Dauerstrichlaser zu arbeiten. Geeignete Farbstofflasersysteme sind für beide Varianten kommerziell verfügbar.

Will man nur ein einziges Lasersystem zur Anregung benutzen, bietet vor allem Rubidium ein vorteilhaftes Termschema, da die charakteristischen Anregungsenergien in dem technisch besonders einfach zu handhabenden Wellenlängenbereich des Farbstoffes Rhodamin 6G liegen. Unter zusätzlicher Verwendung der Frequenzverdopplung kann man die Anregungsarten B und C aus Abb.2.3 benutzen.

Wegen der einfachen Anregung mit sichtbarer Laserstrahlung waren Rydbergatome schon oft Gegenstand von spektroskopischen Untersuchungen. Harvey und Stoicheff [37] hatten die Anregung von s- und d-Zuständen durch Zweiphotonen-Absorption in einer thermionischen Diode demonstriert, Ferguson und Dunn [38] hatten auf dem gleichen Wege Termlagen von p-Zuständen mit dem frequenzverdoppelten Licht nachgewiesen. Lee, Helmcke und Hall [39] sowie Liberman und Pinard [40] hatten die entsprechenden spektroskopischen Untersuchungen am Atomstrahl durchgeführt und dabei die Feldionisation zum Nachweis verwendet.

Im Rydberg-Maser-Experiment, wie oben diskutiert, sollen Strahlungsphänomene an einzelnen Atomen studiert werden. Man muß deshalb den Fluß der angeregten Teilchen im Atomstrahl soweit verdünnen, daß Zwei-Atom-Ereignisse selten werden und nach der Poissonstatistik z.B. weniger als 0,5% aller Ein-Atom-Ereignisse ausmachen. Einen gepulsten Laser muß man dazu soweit abschwächen, daß im Mittel nur 0,1 Atome pro Puls angeregt werden.

Beim Dauerstrichexperiment hat man die mittlere Aufenthaltsdauer der Atome im Resonatorfeld zu berücksichtigen. Sie beträgt etwa $60 \mu\text{s}$ im Mittel; man kann deshalb die obige Bedingung mit $1,7 \cdot 10^3$ Atomen/s erfüllen.

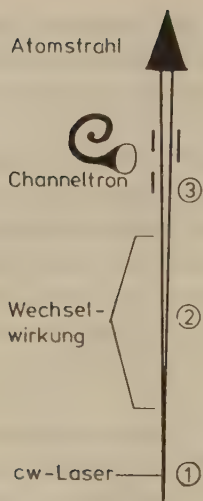


Abb.2.4 Prinzipieller Aufbau zur Untersuchung von Strahlungsprozessen.

Generell kann man die Strahlungsphänomene von Rydbergatomen mit dem in Abb.2.4 dargestellten prinzipiellen Aufbau untersuchen.

Dauerstrichlaser wurden bisher selten für diese Experimente eingesetzt. Figger, Leuchs, Straubinger und Walther [41] zeigten 1980, daß Experimente mit kontinuierlicher Anregung und selektivem Nachweis von Rydbergzuständen durchführbar sind. In diesem Typ von Experiment driften die Atome nacheinander durch die Anregungszone (1), den Wechselwirkungsraum (2) und die Nachweiszone (3) in Abb.2.4

Aufbau und Test von Anregung und Nachweis

Das Lasersystem

Für das Experiment stand ein Farbstoffringlaser der Firma Coherent Radiation zur Verfügung. Der aktiv stabilisierte CR-699-21 Ringlaser ($\Delta\nu \sim 1\text{MHz}$, Mittelungszeit 1s) lieferte bei 595 nm typischerweise 700 mW Ausgangsleistung. In einem temperaturstabilisierten ADA-Kristall ($\Delta T \sim 0.01\text{C}$) konnten bei Temperaturen zwischen 50C und 60C mit einem einzigen Durchgang der Grundwelle etwa 60 μW bei 297 nm erzeugt werden, was der üblichen Konversionsrate von etwa 10^{-4}W^{-1} entspricht [42], (Abb.2.5).

Die Wellenlänge wurde mittels eines luftkissengeführten Lambda-meters [43] auf $\pm 0,05 \text{ cm}^{-1}$ genau eingestellt. Zusätzlich wurde ein Frequenzvergleich mit dem katalogisierten Iod-Absorptionsspektrum vorgenommen [44].

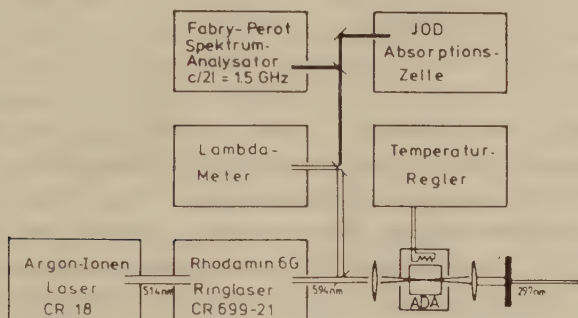


Abb.2.5 Aufbau des Lasersystems

Wenn das Lasersystem zur Besetzung eines bestimmten Rydbergzustandes eingesetzt wurde, reichte die Stabilisierung auf sein eingebautes Referenz-Interferometer im allgemeinen aus, um die Frequenz während eines Experiments von bis zu 30 Minuten Dauer innerhalb von $\pm 5 \text{ MHz}$ auf der atomaren Resonanzlinie zu halten, deren Breite etwa 10 MHz im Sichtbaren und 20 MHz im UV betrug.

Einen besonders guten Einfluß auf den zuverlässigen Betrieb des Lasers hatte die Installation einer sogenannten "Laminar-Flow-Box" über dem Lasertisch, deren gefilterte, laminar strömende Luft für eine sehr saubere Umgebung sorgte, und die darüberhinaus offenbar zu erhöhter Temperaturstabilität führte, da sich auch die Frequenzdrift des Lasers verringerte.

In der Atomstrahlapparatur konnten bei Quantenzahlen um $n^* \sim 60$ s- und d-Zustände durch Zweiphotonenabsorption und p-Zustände unter Verwendung der Frequenzverdopplung besetzt werden. Es wur-

den bis zu 500 Rydbergatome/s in s- und d-Zuständen, bis zu 50000/s in p-Zuständen gezählt.

Die kontinuierliche Anregung setzt auch einen kontinuierlichen Nachweis voraus. Die Feldstärke des in Abb.2.6 dargestellten Plattenkondensators inhomogener Feldverteilung erreicht vor der Detektoröffnung in der Anode ihren maximalen Wert. Die Rydbergatome, deren kritische Ionisationsfeldstärke diesem Maximalwert entspricht und die von unten in das Feld hineinfliegen, werden dort ionisiert. Die Elektronen werden durch eine Öffnung, die mit

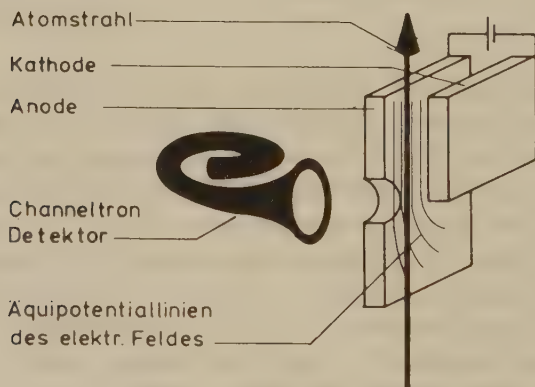


Abb.2.6 Inhomogener Plattenkondensator zur Feldionisation

dünnen Drähten ($\varnothing$ 0,05mm, Abstand 0,2mm) überspannt ist, zum Channeltron beschleunigt und dort nachgewiesen.

Niedriger angeregte Atome, die eine höhere Feldstärke zur Ionisation benötigen, werden nicht nachgewiesen. Atome aus noch höheren Rydbergzuständen werden zum größten Teil bereits unterhalb der Öffnung ionisiert, und ihre Elektronen gelangen nicht bis zum Detektor.

Wird am Kondensator eine konstante Spannung eingestellt, so werden nach (2.4) nur bestimmte Rydbergzustände ionisiert. Zunahme oder Abnahme der Zählrate des Channeltrons bedeutet, daß in der Wechselwirkungszone eine Umbesetzung in das betrachtete Niveau hinein oder aus ihm heraus stattgefunden hat. Die Änderung der Besetzung eines bestimmten Zustandes kann damit untersucht werden.

Die Atome bewegen sich im Strahl mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten. Insbesondere ihre Wechselwirkungszeit mit dem Resonatorfeld ist deshalb unterschiedlich und zunächst nicht kontrollierbar. Die Information über diese Zeitspannen kann aber im Prinzip restauriert werden, indem ein geeigneter Geschwindigkeitsselektor, z.B. ein Fizeau-Rad, verwendet wird. Eine solche Einrichtung ist für die nächste Ausbaustufe des Experiments vorgesehen.

Überprüfung von Anregung und Nachweis

Die meisten Untersuchungen begannen mit der Bevölkerung eines n -Niveaus mit $50 < n < 65$. Als charakteristisches Beispiel ist in Abb.2.7 das Spektrum der Anregung des Rb 63p-Zustandes vom 5s-

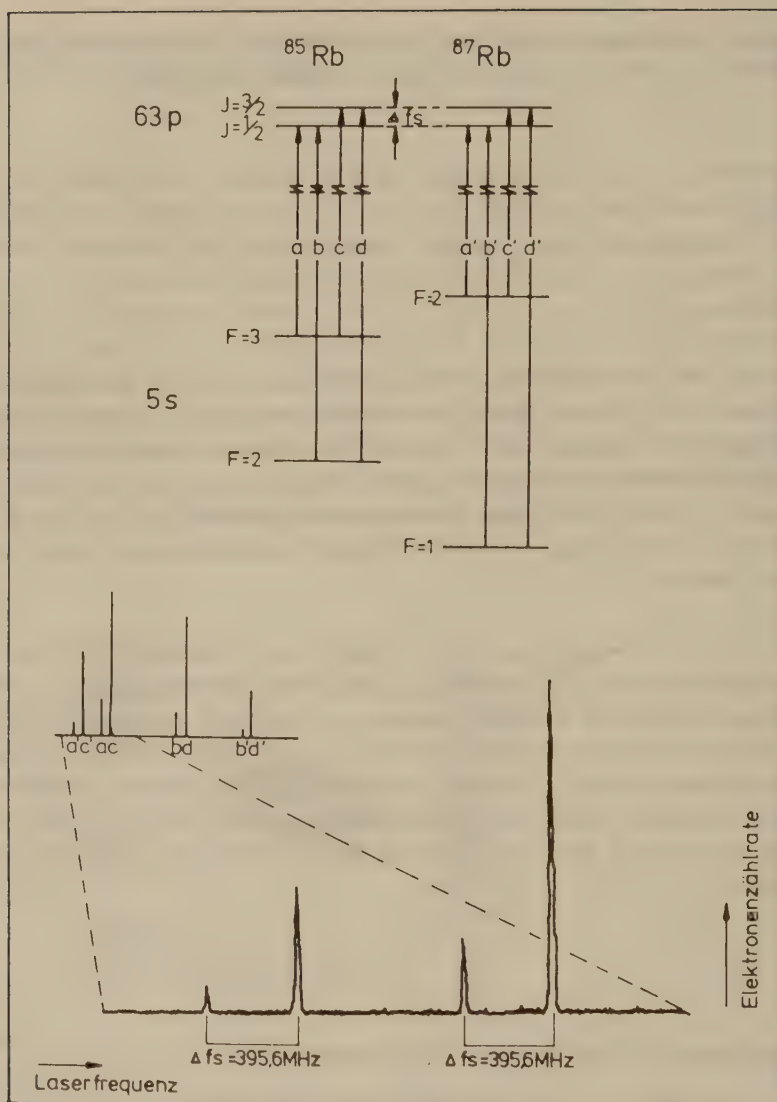


Abb.2.7 Spektrum der Anregung des 63p-Zustandes von Rubidium mit $\lambda=297.083\text{nm}$ vom 5s-Grundzustand aus

Grundzustand aus dargestellt. Es wurde die Elektronenzählrate als Funktion der Laserfrequenz gemessen, wobei die Spannung am Kondensator auf das maximale Ionisationssignal des 63p-Terms eingestellt war. Das Spektrum setzt sich aus 2 Gruppen von je vier Linien zusammen, die den beiden Isotopen ^{85}Rb (a-d) und ^{87}Rb (a'-d') zuzuordnen sind. Das natürliche Vorkommen von 72.1% ^{85}Rb und 27.9% ^{87}Rb [45] drückt sich in den Intensitätsverhältnissen der ungestrichenen zu den gestrichenen Komponenten aus, das hier 70:30 beträgt.

Weiteres Charakteristikum der Anregung von Rb p-Zuständen ist das ungewöhnliche Intensitätsverhältnis der Feinstrukturkomponenten, das von dem üblichen, den statistischen Gewichten entsprechenden Wert 2:1 abweicht und bei $n^* \sim 60$ (5.1 ± 0.2):1 beträgt. Liberman und Pinard [40] geben einen vergleichbaren Wert von (5.9 ± 1.4):1 an. Die Abweichungen können durch eine relativistische Störung verstanden werden, wie bereits 1930 von Fermi [46] gezeigt wurde.

Aus den geometrischen Randbedingungen des Atomstrahls (0 Offenblende 0.3mm, Strahlblende 1.2mm im Abstand 145mm) mit einem Kollimationsverhältnis 1:100 berechnet man eine restliche Dopplerbreite $\Delta\nu \sim 17$ MHz, während man dem Spektrum in Abb.2.7 einen Wert von $\Delta\nu \sim 20$ MHz entnimmt.

Insbesondere zur Anregung des oberen Maserniveaus (II.3) wurde die Laserfrequenz auf die c-Linie aus Abb.2.7 eingestellt.

Die Abhängigkeit der Elektronenzählrate $p_e(E)$ von der am Kondensator eingestellten Feldstärke ist in Abb.2.8 dargestellt. Die Laserfrequenz wurde zur Messung auf die Übergangslinie c aus Abb.2.7 eingestellt.

Das schwellenartige Ionisationsverhalten der Rydbergatome [31] wird in einem Ansteigen der Zählrate bei einer kritischen Feldstärke $E_{c\text{-beobachtet}}$, die hier als die Feldstärke definiert sei, bei der die Nachweiswahrscheinlichkeit den halben Maximalwert erreicht. Die Anstiegsbreite (10%-90%) entspricht etwa 12% der kri-

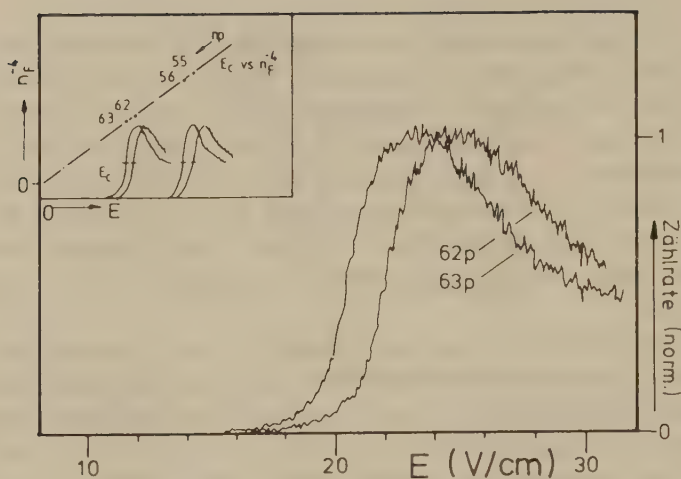


Abb.2.8 Abhängigkeit der Zählrate von der Ionisationsfeldstärke

tischen Feldstärke E_c und ist dem von Gallagher et al. [35] angegebenen Wert von 8% für Rb vergleichbar. Die hier verwendete Anordnung führt wegen ihrer geringen Dimensionen (Plattenabstand 2.5mm, $\varnothing$ Atomstrahl 1.2mm, $\varnothing$ Detektorblende 3mm) und den damit verbundenen starken Inhomogenitäten des Feldes zu zusätzlichen Verbreiterungen.

Die spannungsabhängigen Ionisationssignale von $(n+2)s$, $(n+1)p$ und nd -Zustand können in dieser Anordnung nicht unterschieden werden.

Um zu geeigneten Kriterien für die Wahl der konstanten Ionisationsspannung zu gelangen, muß noch die (n,l) -Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit berücksichtigt werden, die durch die unterschiedliche Lebensdauer der Zustände verursacht wird. Goumand, Hugon und Fournier [47,48] geben folgende, bei Quantenzahlen $10 < n < 28$ ermittelte Werte an:

Tabelle II.1 Lebensdauer von Rydbergzuständen in Rubidium

l	τ_{nl}
s	$1.43 n^{*2.94} 10^{-9} \text{ s} \quad (520\text{K})$
p	$2.76 n^{*3.02} 10^{-9} \text{ s} \quad (450\text{K})$
d	$2.09 n^{*2.85} 10^{-9} \text{ s} \quad (520\text{K})$

Die Werte wurden in einer warmen Umgebung bestimmt und der Einfluß der Schwarzkörperstrahlung nicht berücksichtigt. Sie geben also eine untere Grenze an. Aus dem Vergleich mit theoretischen Berechnungen wird vermutet, daß die Lebensdauer der p-Zustände in einer gekühlten Umgebung um 30% höher ist [48,49].

Diese Daten müssen als die besten angesehen werden, die verfügbar sind. Lebensdauerwerte für $n^* \sim 60$ wurden durch Extrapolation gewonnen.

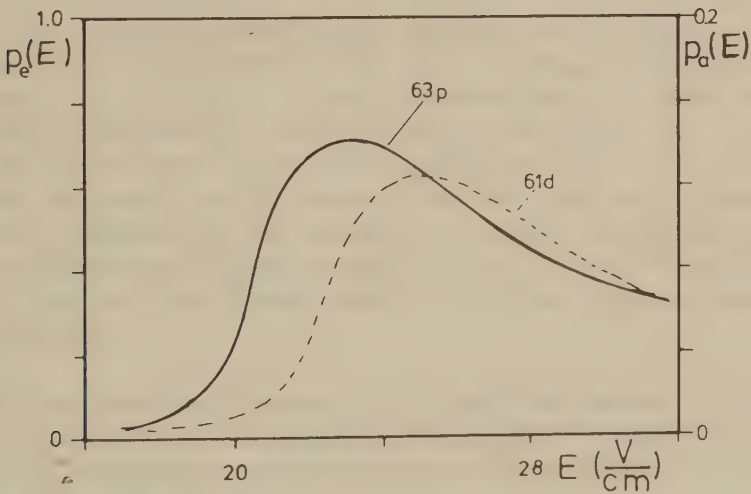


Abb.2.9 Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit von der Ionisationsfeldstärke

An den wichtigsten Niveaus dieser Arbeit seien die Nachweiswahrscheinlichkeiten noch einmal erläutert. Abb.2.8 stellt die feldstärkeabhängigen, normierten Nachweiswahrscheinlichkeiten dar. in Abb.2.9 sind diese Werte mit der mittleren Überlebenswahrscheinlichkeit der Rydbergzustände auf dem Weg vom Anregungsort bis zur Feldionisation gewichtet. Der Fehler, der dabei gegenüber einer genauen Integration über die unterschiedlichen Flugzeiten bis zum Detektor auftritt, ist sehr klein im Vergleich zu den durch andere ungenau bekannte Parameter, z.B. die Lebensdauer, verursachten Abweichungen. Für die Gewichtung des d-Zustandes wurde außerdem angenommen, daß er erst nach der Hälfte der Flugstrecke vom p-Zustand aus besetzt wurde.

Die Zahl der tatsächlich angeregten Teilchen kann aus diesen Daten gewonnen werden, indem noch mit der Nachweiswahrscheinlichkeit des Channeltrons (Valvo B 919XL) multipliziert wird, die hier aus den Angaben des Datenblattes mit 0.2 angenommen wird.

Entscheidende Voraussetzung zum Betrieb des Rydbergmasers war die Möglichkeit, eine geeignete Eigenfrequenz des mechanisch hergestellten Resonators auf eine vorgegebene atomare Übergangsfrequenz zu trimmen. Da bereits Testmessungen an einem Modellresonator aus Kupfer gezeigt hatten, daß nur ein enger Abstimmungsbereich - 20MHz grob, 500kHz fein - zur Verfügung stehen würde, sollten die in Frage kommenden atomaren Resonanzfrequenzen auf wenigstens 100 kHz genau im Voraus bekannt sein.

Die aus optischen Messungen gewonnenen spektroskopischen Daten über die Termniveaus des Rubidiumatoms von Stoicheff und Weinberger [50] bzw. Liberman und Pinard [40] ließen eine Bestimmung von Übergangsfrequenzen zwischen benachbarten Rydbergniveaus bei $n^* \sim 60$ nur mit dem zu großen Fehler von $\pm 500\text{MHz}$ oder $2 \cdot 10^{-2}$ zu. Andererseits hatten Gallagher, Hill und Edelstein [51] in einer Serie von Hochfrequenzexperimenten mit hoher Genauigkeit ($\Delta \sim 2\text{MHz}$) Niveaustufenabstände des Natriums bei $11 < n < 17$ direkt gemessen, und Freeman und Kleppner [52] hatten gezeigt, daß aus derartigen Daten Quantendefekte mit einem relativen Fehler kleiner 10^{-5} bestimmt werden können. Fabre, Goy und Haroche [53,54,55,56] hatten diese Messungen auf Rydbergzustände von Natrium und Cäsium bis $n^* \sim 42$ ausgedehnt und zum Nachweis die oben beschriebene Feldionisationsmethode mit einem variablen Feld verwendet, was zweckmäßig ist, wenn die Rydbergzustände mit einem gepulsten Laser besetzt werden.

Die inzwischen vorliegenden Ergebnisse von Lorenzen und Niemax [18], mit denen die Resultate dieser Arbeit verglichen werden, sind von hoher Genauigkeit, kamen aber für die Planung der Experimente leider zu spät.

II.2.1 Apparative Details

Der Aufbau des Spektrometers ist in Abb.2.10 dargestellt. Zunächst werden die Rydbergzustände im Rubidium-Atomstrahl in einem von Hochfrequenz (Hf) abgeschirmten Raum angeregt. Danach durchqueren sie einen von äußeren Feldern freien Raum, der über einen K-Band-Hohlleiter mit cm-Wellen bestrahlt wird. Anschließend passieren die Atome das Feld des inhomogenen Kondensators, wo die selektive Feldionisation die Untersuchung des Endzustandes erlaubt.

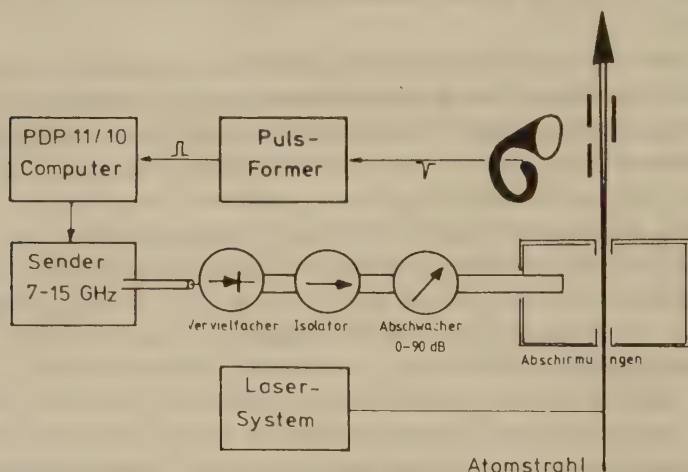


Abb.2.10 Aufbau des Mikrowellenspektrometers

Begrenzung der spektroskopischen Auflösung

Bereits in den Hf-Untersuchungen von Fabre et al. [53] bei Quantenzahlen bis $n \sim 40$ wurde die spektrale Auflösung vor allem durch elektrische Streufelder begrenzt. Die elektronische Polarisierbarkeit der Rydbergzustände variiert mit $n^{7/15}$ [57] und führt

im Bereich $n^* \sim 60$ zu einer Verschiebung der Einphotonenübergangsfrequenzen zwischen benachbarten Zuständen niedriger Drehimpulse $l < 2$ von etwa $0,3 \text{ kHz}/(\text{mV}/\text{cm})^2$.

Der Raum, in welchem die Wechselwirkung mit der Hf-Strahlung stattfindet, wird deshalb zur sorgfältigen Abschirmung gegen elektrische Streufelder von einem Kupfergehäuse umschlossen. An der Atomstrahlöffnung werden die Streufelder des Detektors ($3\text{ kV}/\text{cm}$ am Channeltron und $40\text{ V}/\text{cm}$ im Kondensator) durch eine lange Blende ($\varnothing 2\text{ mm}$, Länge 10 mm) am Eindringen ins Innere gehindert, so daß äußere Quellen im Abschirmgehäuse Feldstärken unter $10\text{ mV}/\text{cm}$ verursachen.

Streufelder gehen auch von den Wänden des Abschirmgehäuses aus. Kontaktspannungen lassen sich durch Verwendung eines einheitlichen Materials vermeiden und der Einfluß von Verunreinigungen durch chemische Reinigung im Ätzbad reduzieren. Die Unterdrückung parasitärer elektrischer Felder bis auf $10\text{ mV}/\text{cm}$, das entspricht bei $n^* \sim 60$ etwa 30 kHz Verbreiterung, gelang jedoch erst nach der Belegung der Innenwände mit kolloidal gelöstem Graphit (Aquadag). Diese Schicht ist auch notwendig, um Stehwellen zu vermeiden.

Der Einfluß des Erdmagnetfeldes wird verringert durch eine Kombination aus Helmholtzspulen zur Kompensation und einer zweifachen Lage Mumetall zur Abschirmung. Das Restfeld beträgt ca. 10 mG , was etwa 35 kHz Verbreiterung entspricht.

Zweiphotonenübergänge werden durch Streufelder wesentlich weniger als Einphotonenlinien beeinträchtigt. Besonders die differentiellen elektrischen und magnetischen Polarisierbarkeiten für $\Delta m_j = 0$ - Übergänge sind bei $n^* \sim 60$ um eine Größenordnung geringer als im Einphotonenprozeß, da für eine Polarisierbarkeit $\alpha_n = \alpha_0 n^7$ gilt:

$$(2.5) \quad \Delta \alpha_{n,n+1} \sim \frac{7}{n} \alpha_n$$

Bei den bei niedrigen Quantenzahlen untersuchten Übergängen konnte daher eine spektrale Auflösung um 50kHz erzielt werden.

Bei höheren Quantenzahlen führt die eingestrahlte hohe Leistung (ca. -40 - -50dBm) noch zu einem anderen, die Auflösung begrenzenden Phänomen, indem eine mehrfache, von der Mikrowellenleistung abhängige Aufspaltung der Resonanzlinie zu beobachten ist.

An diesen Aufspaltungen wird vermutlich deutlich, daß Rubidium-Rydbergzustände nur für sehr kleine Felder mit dem Modell eines Zwei-Niveau-Atoms betrachtet werden können. Abb.2.11 gibt dafür ein Beispiel: Die Resonanzfrequenz des Zweiphotonenübergangs $60p_{1/2} - 61p_{1/2}$ erzeugt auch mit den benachbarten $62s_{1/2}$ bzw. $60s_{1/2}$ -Niveaus eine starke nahresonante Kopplung. Genaugenommen mißt also der Zweiphotonenübergang nicht die relative Lage von zwei p-Zuständen, sondern den Abstand zweier gekoppelter Systeme aus s- und p-Zuständen.

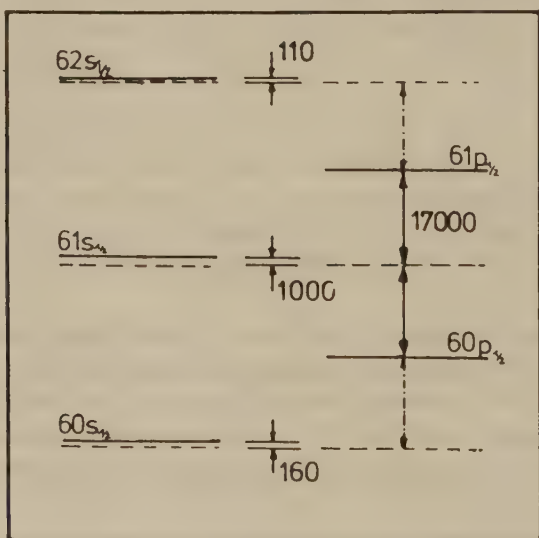


Abb.2.11 Energiediagramm des Zweiphotonenübergangs $60p_{1/2} - 61p_{1/2}$ von Rubidium. Frequenzangaben in MHz.

Die übrigen Einflüsse auf die Linienbreite, Transitverbreiterung $\sim 5\text{kHz}$, Dopplerbreite $< 20\text{kHz}$, nicht aufgelöste Hyperfeinstrukturen in p- und d-Zuständen $< 20\text{kHz}$ spielen demgegenüber keine Rolle.

Besonders gute Resultate wurden erzielt bei Übergängen zwischen Zuständen gleicher Gesamtdrehimpulse, da hierbei der Einfluß des Restmagnetfeldes am geringsten war.

Um Leistungsverbreiterung zu vermeiden, mußte der Sender (in den Harmonischen $\sim -10\text{dBm}$) typischerweise um 60 - 70dB abgeschwächt werden. Die Sättigungsleistungen lagen also bei -80 - -90dBm oder 10^{-11} - 10^{-12} Watt.

Beschreibung der Mikrowellenapparatur

Zur Aufnahme eines Spektrums stimmt ein PDP 11/10-Computer die Frequenz eines phasenstabilisierten Mikrowellensenders ab. Der Rechner dient gleichzeitig als Vielkanalanalysator (1-1024 Kanäle) und akkumuliert zu jeder eingestellten Frequenz während konstanter Zeitintervalle die im Channeltron nachgewiesenen Elektronen. Die konstante Ionisationsfeldstärke wird so eingestellt, daß maximale Trennschärfe zwischen Anfangs- und Endniveau erzielt wird.

Amplitudenschwankungen und Frequenzjitter des Lasers sowie die Dichteschwankungen des Atomstrahls führen zu langsamen ($\sim \text{s}$) statistischen Schwankungen der Zählrate, deren Einfluß im Allgemeinen durch Summation mehrerer Signaldurchläufe herausgemittelt wird.

■

Als Mikrowellensender standen zwei Rückwärtswellenoszillatoren (BWO Marconi 6600, 7-12.4 und 12.4-18 GHz) sowie ein YIG-Oszil-

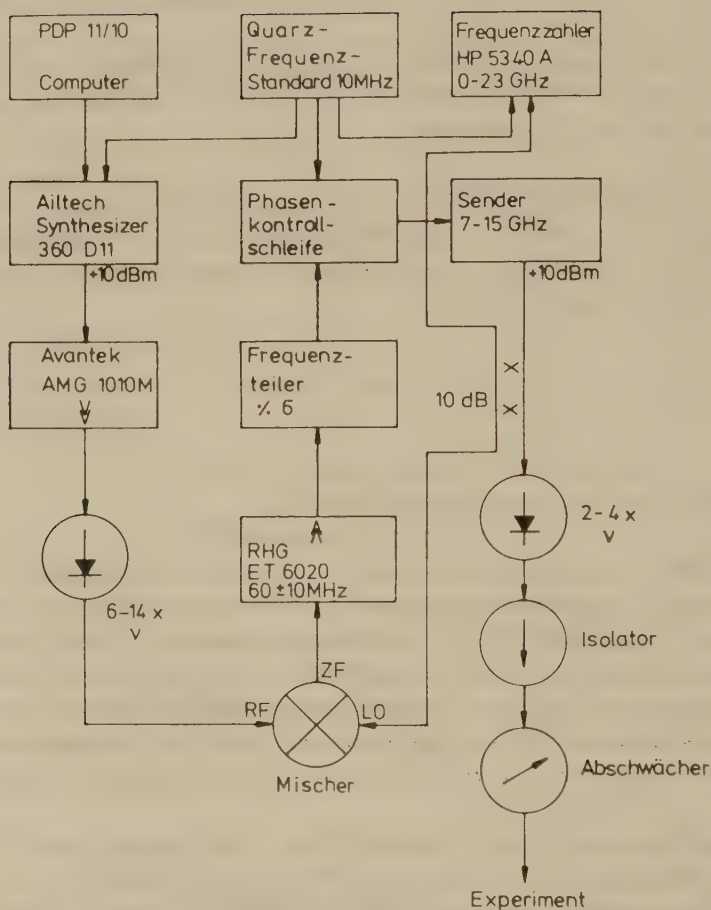


Abb.2.12 Aufbau des phasenstabilisierten Mikrowellensenders

lator (Marconi 6150, 10-15 GHz) zur Verfügung. Diese besitzen in der Ausgangsleistung, die bis zu 10dBm beträgt, eine erhebliche Welligkeit. Ausgehend von diesen Grundfrequenzen kann durch Erzeugung der 2.-4. Harmonischen durch eine Schottkydiode, die im K-Band-Hohlleiter montiert ist, ein Frequenzbereich von 15 bis 30 GHz abgedeckt werden.

Um die freilaufende Linienbreite der Oszillatoren von 50kHz bei 5kHz Filterbandbreite und 0.1s Mittelungszeit einzuengen und eine langsamere Frequenzdrift auszuschalten, wird eine Phasenregelschleife benutzt, deren Blockschaltbild in Abb.2.12 dargestellt ist.

Der interne Quarzstandard des HP5340A Frequenzzählers dient als primäres Normal bei 10MHz mit einer relativen Ganggenauigkeit von $2 \cdot 10^{-10}$ (Der Vergleich mit einem Rb-Frequenzstandard ergab eine absolute Frequenzabweichung $\Delta\nu/\nu < 10^{-8}$). Vom Quarzstandard wird die Synthesizerfrequenz zwischen 0.6 und 1.3GHz abgeleitet, deren 6.-14. Harmonische dann als quarzstabile Vergleichsfrequenz zur Senderfrequenz dient. Zur Aufbereitung der Zwischenfrequenz bei 60 MHz wird ein schmalbandiger Videoverstärker (RHG ET 6020, $\Delta\nu \sim 20\text{MHz}$) benutzt. Division der Zwischenfrequenz durch 6 mit einem 74F191-TTL-Baustein liefert ein 10MHz-Signal, dessen Phase mit einer gewöhnlichen PLL-Schaltung an die primäre 10MHz-Frequenz angeschlossen wird.

Die spektrale Reinheit der Senderfrequenz wurde durch Analyse der Zwischenfrequenz (Marconi Spektrumanalysator TF2370) überprüft. Bei einer Filterbreite von 5Hz und einer Mittelungszeit von 1s ergaben sich 7Hz Breite oder eine relative Stabilität der Mikrowellengrundfrequenz besser als 6×10^{-10} bei 10.8 GHz am BWO, bzw. 30Hz oder 2.7×10^{-9} am YIG-Oszillator. Diese Diskrepanz dürfte auf die unterschiedliche Bandbreite der FM-Spulen von 1 MHz am BWO, bzw. 100kHz am YIG zurückzuführen sein.

Die Amplituden von Seitenbändern lagen um mindestens -25 dB unter der Trägerfrequenz.

II.2.2 Messungen

Abb.2.13 zeigt schematisch diejenigen elektronischen Übergänge zwischen benachbarten Rydbergzuständen mit $l \leq 2$, die mit der Feldionisation nachgewiesen werden können. Die Auswahl wird beschränkt durch deren geringe Selektivität und den verfügbaren Frequenzbereich von 15 - 30 GHz.

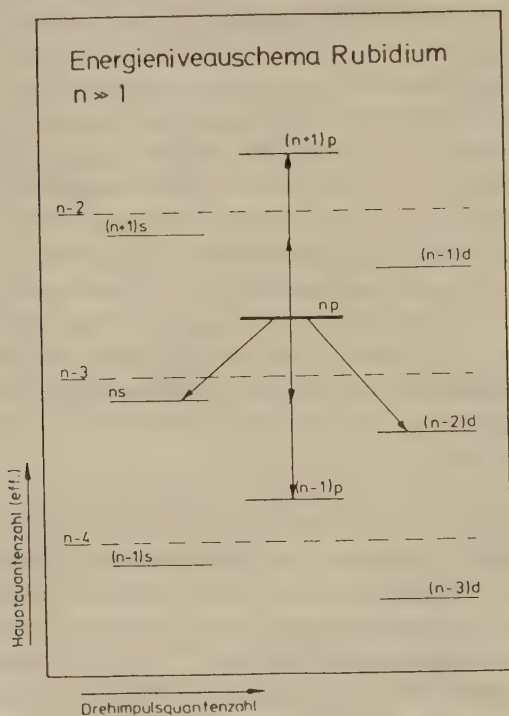


Abb.2.13 Übergänge zwischen benachbarten Rydbergzuständen von Rubidium, die mit der selektiven Feldionisation nachweisbar sind.

Bei der Anregung der p-Niveaus konnten folgende Übergänge beobachtet werden:

Einphotonenübergänge $np \rightarrow ns$ und $np \rightarrow (n-2)d$

Abb.2.14 zeigt je ein Beispiel für Übergänge vom angeregten np zu tieferliegenden n's- oder n'd-Zuständen durch stimulierte Emission. Die Polarisationen von Pumplaser und Hochfrequenzfeld wurden linear und parallel zueinander gewählt, so daß nur $\Delta m_j = 0$ -Übergänge beobachtet wurden.

Stimmt die Frequenz der Mikrowelle mit einem Übergang zu einem niedrigeren Niveau überein, findet eine Umbesetzung dorthin statt. Die Elektronenzählrate nimmt ab, da die tieferliegenden Zustände bei der eingestellten Ionisationsspannung eine geringere Nachweiswahrscheinlichkeit besitzen (s.Kap.II).

Zweiphotonenübergänge $np \rightarrow (n-1)p$ und $np \rightarrow (n+1)p$

Die stimulierten Zweiphotonenübergänge zum tieferen p-Niveau werden unter den gleichen Umständen wie die Einphotonenübergänge beobachtet. Die Absorption von zwei Photonen zum nächsthöheren p-Niveau kann registriert werden, indem die Ionisationsspannung auf die optimale Nachweiswahrscheinlichkeit für diesen Zustand eingestellt wird. Wie in Abb.2.14c am Beispiel dargestellt, beobachtet man eine Zunahme des Ionisationssignals, wenn die Mikrowellenfrequenz mit der halben Übergangsfrequenz übereinstimmt.

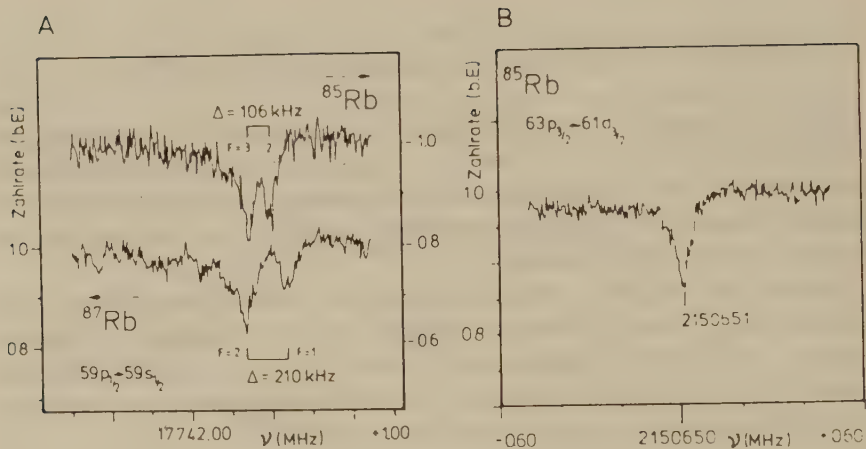
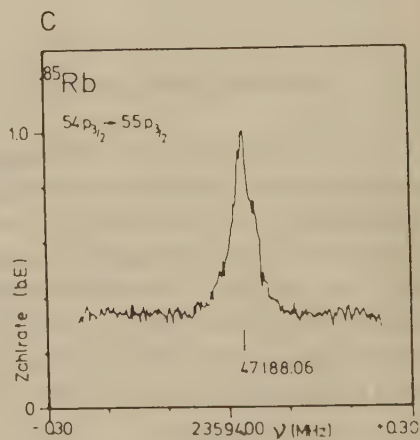


Abb.2.14 Mikrowellenspektren
von Rubidium

A und B: Einphotonenübergänge
in stimulierter Emission
C: Zweiphotonenübergang in
Absorption



Am Beispiel des $59p_{1/2} - 59s_{1/2}$ -Übergangs wurde auch die Intensitätsabhängigkeit des Mikrowellenübergangs untersucht. Die Einstrahlung starker Mikrowellenfelder führt zu asymmetrisch verbreiterten und verschoben Resonanzlinien (Abb.2.15).

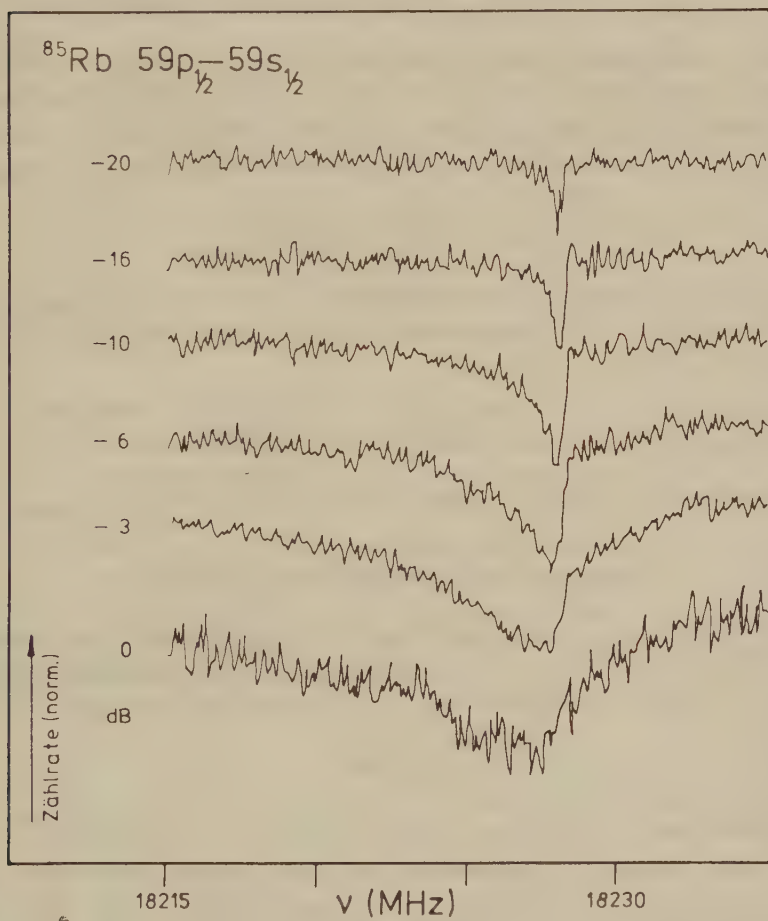


Abb.2.15 Intensitätsabhängigkeit des $59p_{1/2} \rightarrow 59s_{1/2}$ -Übergangs von Rubidium

II.2.3 Resultate und Diskussion

Auswertung der Zweiphotonenlinien

Zur Beschreibung der Spektralserien von Einelektronenatomen wird die Rydberg-Ritz-Formel (1.8) benutzt. Nach der Quantendefekttheorie [17] läßt sich der Quantendefekt δ_{nl} nach Potenzen von E_{nl} (1.8), das heißt von $1/n^{*2}$, entwickeln:

$$(2.5) \quad \delta_{nl} = \delta_{\infty l} + \frac{\delta'_2}{(n-\delta_{nl})^2} + \frac{\delta'_4}{(n-\delta_{nl})^4} + \dots$$

Da δ_{nl} nur sehr schwach n -abhängig ist, wird die implizite Gleichung (2.5) aus praktischen Gründen durch eine Entwicklung nach $1/\tilde{n}^2$, $\tilde{n}=n-\delta_{\infty l}$, ersetzt:

$$(2.5a) \quad \delta_{nl} = \delta_{\infty l} + \frac{\delta_2}{(n-\delta_{\infty l})^2} + \frac{\delta_4}{(n-\delta_{\infty l})^4} + \dots$$

Für Übergänge zwischen Niveaus mit gleichem l gilt

$$(2.6) \quad \nu_{nl, (n+1)l} / R_{Rb} = \frac{1}{(n-\delta_{nl})^2} - \frac{1}{(n+1-\delta_{n+1, l})^2}$$

Werden δ_n und δ_{n+1} zunächst durch einen mittleren Quantendefekt $\tilde{\delta}_n$ ersetzt, so läßt sich $\tilde{\delta}_n$ aus der gemessenen Übergangsfrequenz mit $x=n-\tilde{\delta}_n$ in einigen Schritten nach der Rekursionsformel

$$(2.7) \quad x_{k+1} = \frac{\sqrt{2x_k+1}}{x_k+1} \sqrt{\frac{\nu_{nl, n+1l}}{R_{Rb}}}$$

bestimmen. Man erhält eine Serie $\tilde{\delta}_n$, die für $n \rightarrow \infty$ nach (2.5) ebenfalls gegen $\delta_{\infty l}$ konvergiert und damit diesen Parameter festlegt. Da Terme 4.Ordnung bei $n > 50$ im Rahmen der hier erzielten Meßgenauigkeit keine Rolle mehr spielen, kann δ_2 aus (2.6) und (2.5) bestimmt werden.

Auswertung der Einphotonenlinien

Aus den gemessenen Termfolgen der p-Niveaus können die Quantendefekte der mit ihnen durch Dipolübergänge verknüpften s- und d-Zustände unmittelbar aus der Formel

$$(2.8) \quad \nu_{n1, n'1'} / R_{\text{Rb}} = \frac{1}{(n_1 - \delta_{n1})^2} - \frac{1}{(n'_1 - \delta_{n'_1})^2}$$

bestimmt werden. Ähnliche Verfahren wurden auch von Fabre et al. angewandt.

Meßergebnisse

Die gemessenen Frequenzen sind in Tab.II.2 zusammengestellt. Aus diesen Frequenzen wurden die spektroskopischen Parameter in Tab.II.3 errechnet. Abb.2.16 stellt die n^* -Abhängigkeit der Quantendefekte dar.

Die auf diese Art und Weise aus den spektroskopischen Messungen an Rubidium gewonnenen Quantendefekte ermöglichen es, im Bereich $50 < n < 60$ Übergangsfrequenzen zwischen benachbarten Zuständen mit einer Präzision von $\pm 100 \text{ kHz}$ vorherzusagen, wie es für den Bau des Rydbergmasers angestrebt worden war.

Diskussion

Die aus den Hf-Experimenten gewonnenen Werte stimmen mit den optischen Daten von Harvey und Stoicheff [37], bzw. Lorenzen und Niemax [18] gut überein. Sie stellen insofern eine Verbesserung dar, als die Übergangsfrequenzen zwischen benachbarten Zuständen

Tab.II.2 Übergangsfrequenzen zwischen hochliegenden Zuständen
von $^{85}\text{Rubidium}$ mit $50 < n < 63$

Alle Frequenzangaben in MHz ; $\delta = \nu - \nu_{\text{Fit}}$

n	ν	ν_{Fit}	δ	ν	ν_{Fit}	δ
a)	n P 3/2 — (n+1) P 3/2			n P 1/2 — (n+1) P 1/2		
50	60038.52	60038.55	-0.03	60088.21	60088.19	0.02
52	53098.44	53098.40	0.04			
53	50027.02	50027.02	0.00	50065.89	50065.95	-0.06
54	47188.06	47188.03	0.03	47224.04	47224.05	-0.01
55	44559.85	44559.86	-0.01	44593.12	44593.23	-0.11
56	42123.30	42123.30	0.00	42154.43	42154.26	0.17
57	39861.22	39861.20	0.02	39889.94	39889.96	-0.02
58	37758.23	37758.22	0.01	37785.03	37784.98	0.05
59	35800.55	35800.61	-0.06	35825.57	35825.54	0.03
60	33976.01	33976.02	-0.01	33999.27	33999.27	0.00
61	32273.36	32273.35	0.01	32295.00	32295.06	-0.05
b)	n P 3/2 — (n-2) D 5/2			n P 3/2 — (n-2) D 3/2		
56	31126.00	31126.03	-0.03	31199.35	31199.35	0.00
61	23752.15	23752.30	-0.15	23808.15	23808.28	-0.13
62	22565.29	22565.15	0.14	22618.40	22618.34	0.06
63	21455.85	21455.93	-0.08	21506.51	21506.50	0.01
c)	n P 1/2 — n S 1/2 (Schwerpunkt der Hyperfeinstruktur)					
50	29978.10	29978.21	-0.11			
51	28147.28	28147.27	0.01			
52	26462.54	28462.46	0.06			
53	24909.59	24909.49	0.10			
54	23475.84	23475.90	-0.06			
55	22149.97	22150.07	-0.10			
56	20922.17	20922.24	-0.07			
57	19783.45	19783.51	-0.06			
58	18725.87	18725.81	0.06			
59	17742.34	17742.33	0.01			

Tabelle II.3

Spektroskopische Parameter von Rubidium

(Soweit nicht anders notiert gelten alle Werte
für ^{85}Rb -Rubidium; $c = 299792458 \text{ m/s}$)

$$R_{\text{Rb}}(m=85) = 109736.605 \text{ cm}^{-1} \quad \text{oder} \quad 3.28982066 \cdot 10^9 \text{ MHz}$$

$$R_{\text{Rb}}(m=87) = 109736.589 \text{ cm}^{-1} \quad \text{oder} \quad 3.28982018 \cdot 10^9 \text{ MHz}$$

	δ_{opt}	δ_2	δ_{opt}	δ_2	Ref
$s_{1/2}$	3.131145(20)	0.195(10)	3.131090(20)	0.204(8)	[50]
$p_{1/2}$	2.65486(9)	0.280(20)	2.65456(15)	0.39(6)	[18]
$p_{3/2}$	2.64165(2)	0.318(7)	2.64145(20)	0.33(18)	[18]
$d_{3/2}$	1.34807(3)	-0.603(10)			
$d_{5/2}$	1.34642(5)	-0.545(10)			
d	1.34708(6)	-0.568(14)	1.34716(8)	-0.60(3)	[50]

Feinstrukturkonstanten Δ_O ($\Delta_{\text{fs}} = \Delta_O n^{*-3}$)

p	$8.6921(6) \cdot 10^7 \text{ MHz}$	$(8.53(2) \cdot 10^7 \text{ MHz}$	, [40])
d	$1.0725(6) \cdot 10^7 \text{ MHz}$	$(1.0800(15) \cdot 10^7 \text{ MHz}$	, [50])

s - Hyperfeinstrukturkonstanten Δ_O ($\Delta_{\text{hfs}} = \Delta_O n^{*-3}$)

^{87}Rb	$4.00(50) \cdot 10^4 \text{ MHz}$	$(4.0 \cdot 10^4 \text{ MHz}$	, [50])
^{85}Rb	$1.93(20) \cdot 10^4 \text{ MHz}$	$(1.7 \cdot 10^4 \text{ MHz}$	, [50])

im Bereich $50 < n < 63$ für Zweiphotonenübergänge um einen Faktor 5, für Einphotonenübergänge sogar um einen Faktor 50 genauer bestimmt werden konnten. Da die Abweichungen systematisch auftreten, kann man die Ursache dafür in den unterschiedlichen experimentellen Methoden suchen

Im Hochfrequenzexperiment können unkontrollierbare Einflüsse vor allem durch weitere, an der Wechselwirkung des Atoms mit den Mikrowellen beteiligte Niveaus hervorgerufen werden (s.S.40), während die Messungen an der thermionischen Diode durch elektrische Streufelder beeinträchtigt sein können.

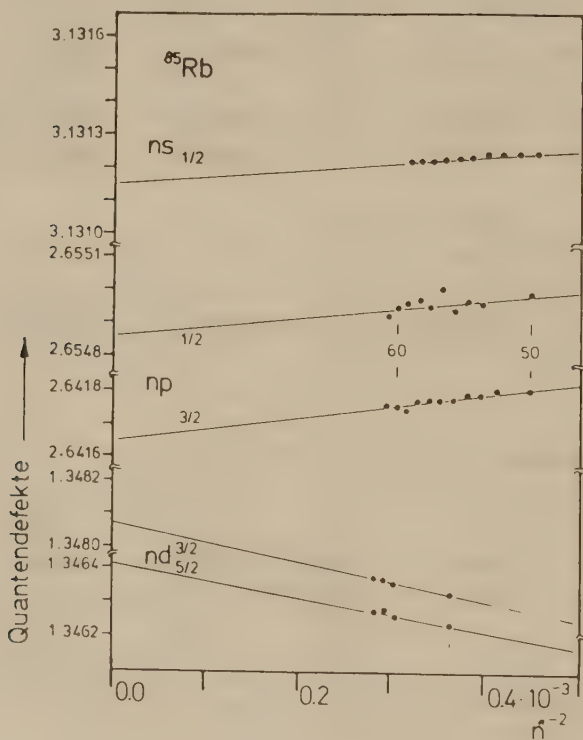


Abb.2.16 n^* -Abhängigkeit der Quantendefekte von Rubidium

Ein anderer Maßstab für die hier erzielten Ergebnisse sind die mehrfach erwähnten Messungen von Fabre et al. an Natrium und Cäsium. In jenen Experimenten konnte in den Zweiphotonenresonanzen eine doppelt so hohe absolute Auflösung von 20kHz erreicht werden. Die relative Genauigkeit ist sogar um eine Größenordnung höher, da die spektroskopischen Untersuchungen bei höheren Frequenzen durchgeführt wurden. Bei der Spektroskopie an den Rubidium-Zuständen mit $n^* \sim 60$ dürften sich vor allem die Kopplung mit anderen Niveaus und nicht aufgelöste Hyperfeinstrukturen nachteilig ausgewirkt haben.

Andererseits konnte in den vorliegenden Messungen die Meßgenauigkeit der Einphotonen-Übergangsfrequenzen um das Zehnfache gesteigert werden.

Die Übereinstimmungen zwischen Hf-Daten und den entsprechenden optischen Ergebnissen sind in dieser Arbeit und in den Arbeiten von Fabre et al. etwa gleich.

Die hohe spektrale Auflösung wird auch durch die Ergebnisse der Hyperfeinstrukturmessungen an den hohen s-Zuständen (Abb.2.14 und 2.17) demonstriert. Der Kernspin stellt sich in dem durch das

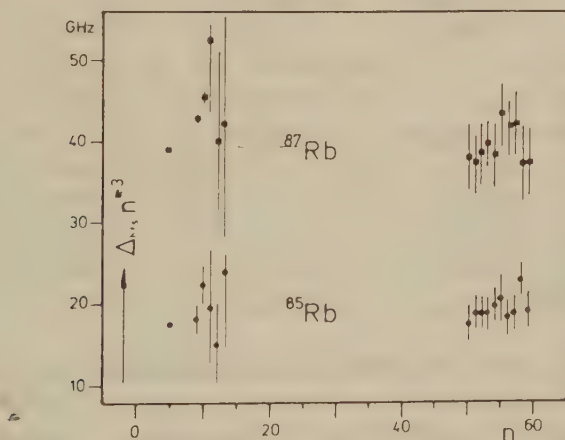


Abb.2.17 Hyperfeinstrukturaufspaltungen der Rubidium-s-Zustände

magnetische Moment des Leuchtelektrons erzeugten Magnetfeld ein, das proportional zu dessen Aufenthaltswahrscheinlichkeit am Kernort ist. Da diese mit n^{*-3} variiert, erwartet man auch für die Hyperfeinstrukturaufspaltungen eine n^{*-3} -Abhängigkeit. Der Vergleich der gemessenen mit den bekannten Aufspaltungen bei niedrigen Hauptquantenzahlen (Abb.2.17) belegt die Formel.

Die Schwerpunkte der für die beiden natürlichen Rubidiumisotope vermessenen Zustände stimmen in allen Fällen innerhalb von 20kHz überein, eventuelle Isotopieverschiebungen liegen also noch unterhalb der Auflösungsgrenze. Vermutlich handelt es sich hier um die höchsten atomaren Zustände, deren Hyperfeinstruktur gemessen wurde.

Zur Interpretation der Intensitätsabhängigkeit (Abb.2.15) wird man vor allem den AC-Starkeffekt heranziehen [58]. Atomare Energieniveaus werden durch die nicht-resonante Kopplung an andere Zustände verschoben. In 1.Ordnung Störungsrechnung kann man den Betrag der Verschiebung durch ein elektrisches Feld mit der Amplitude E und der Frequenz ν nach ($\Delta E_{nm} = E_n - E_m$, $\mu_{Rm} = \langle n | q\hat{r} | m \rangle$)

$$(2.9) \quad \Delta E_n = \frac{1}{4} \sum_m \left\{ \frac{|\mu_{Rm} \cdot E|^2}{\Delta E_{nm} - h\nu} + \frac{|\mu_{Rm} \cdot E|^2}{\Delta E_{nm} + h\nu} \right\} =: h \sum_m \delta \nu_m$$

berechnen. Die größten Beiträge stammen von nahresonant gekoppelten Niveaus mit $\Delta E_{nm} \sim h\nu$. Deren Beiträge $\delta \nu_m$ werden im allgemeinen durch einen der beiden Summanden aus (2.9) dominiert und können mit $h\nu_{Rm} = \mu_{Rm}E$ und $h\delta_{nm} = \min(|\Delta E_{nm} \pm h\nu|)$ auch durch

$$(2.10) \quad |\delta \nu_m| = \frac{1}{4} \frac{\nu_{Rm}^2}{\delta_{nm}}.$$

ausgedrückt werden.

Abb.2.18 zeigt die wichtigsten quasiresonant an $59p_{1/2}$ und $59s_{1/2}$ -Niveau gekoppelten Zustände. Der größte Beitrag in (2.9), der vom $60s_{1/2}$ -Niveau stammt, verschiebt den $59p_{1/2}$ -Zustand in Richtung auf den $59s_{1/2}$ -Zustand, so daß die Übergangsfrequenz abnimmt.

Die Asymmetrie kann möglicherweise durch die räumliche Variation des Hf-Feldes, erklärt werden. Liao und Bjorkholm haben im Sichtbaren die Verschiebung durch quasisresonante elektromagnetische Felder gemessen [58] und dabei eine ähnliche Linienform beobachtet, wenn die Verschiebung in einem inhomogenen Feld geschah.

Eine quantitative Analyse der Intensitätsabhängigkeit ist nicht möglich, da die Feldstärke am Ort der Atome nicht bekannt ist.

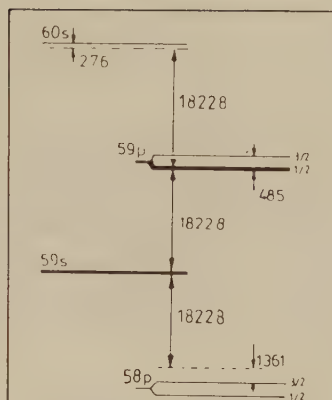


Abb.2.18 Energiediagramm des $59P_{1/2} - 59S_{1/2}$ -Übergangs von Rubidium (Frequenzen in MHz)

Maserlinien

Für den Bau des Masers kamen grundsätzlich alle im K-Band liegenden Frequenzen in Frage. Da der Übergang aus Gründen der verfügbaren technischen Ausrüstung bei 21.5 GHz liegen sollte, konzentrierte sich das Experiment auf die drei Frequenzen

Tabelle II.4 Maserlinien bei 21500 MHz

$56P_{3/2} \rightarrow 56S_{1/2}$	21494.52(5) MHz
$63P_{3/2} \rightarrow 61d_{5/2}$	21455.6(1) MHz
$63P_{3/2} \rightarrow 61d_{3/2}$	21506.51(5) MHz

II.3 Der Rydberg-Maser

Im Rydberg-Maserexperiment wird die Wechselwirkung einzelner Atome mit einer einzelnen resonanten Feldmode untersucht. Der Einfluß der Quantenstatistik elektromagnetischer Felder läßt sich in einem extrem schwach gedämpften Resonator studieren.

Mit einem supraleitenden Resonator kann ein solches System realisiert werden.

II.3.1 Apparative Details

Der supraleitende Niobresonator

In Kap.I wurde in einer Abschätzung gezeigt (1.45), daß zur Realisierung des Ein-Atom-Masers ein Gütefaktor Q oberhalb von 10^6 erforderlich ist, um die Maserschwellbedingung, den Übergang von der verstärkten spontanen Emission zum kohärenten Austausch eines Photons zwischen Atom und Resonatormode, zu überschreiten.

Normalleitende Resonatoren (Ag,Au,Cu) erreichen Gütefaktoren bis zu 10^5 ; deshalb kommt für solche Untersuchungen nur der Einsatz eines supraleitenden Resonators extremer Güte in Frage. Für eine Zusammenarbeit bei der Konzeption und Herstellung eines solchen Resonators konnte G.Müller von der Gesamthochschule Wuppertal gewonnen werden [59], der in dieser Zeit erstmals die Hf-Eigenschaften supraleitender Niobresonatoren im K-Band untersuchte.

Dabei wurde unter anderem an den in dieser Arbeit eingesetzten Resonatoren demonstriert, daß bei Temperaturen zwischen 4.2K und 1.5K Gütefaktoren zwischen 10^7 und 10^{10} erzielt werden können.

Die Temperatur- und Frequenzabhängigkeit der Gütefaktoren läßt sich mit einer modifizierten, anisotropen BCS-Theorie [60] befriedigend erklären.

Exkurs: Kurze Beschreibung der Hf-Supraleitung [61]

Die elektromagnetischen Phänomene der Supraleitung können im Rahmen des BCS-Modells bei $T > 0$ durch die Koexistenz von normal- und supraleitenden Elektronen verstanden werden: Während im Gleichstromfall alle normalleitenden Elektronen kurzgeschlossen werden, ermöglichen Trägheitseffekte der supraleitenden Cooper-Paare bei $v > 0$ das Eindringen elektrischer Felder und damit Energiedissipation in den normalleitenden Elektronen. Die Quantenenergie $2 \cdot h\nu$ darf allerdings noch nicht ausreichen, um weitere Cooperpaare über die Energielücke $\Delta(T)$ hinweg aufzubrechen und in den normalleitenden Zustand zu versetzen.

Mit dem Ansatz

$$(2.11) \quad R(\omega, T) = R_S(\omega, T) + R_{\text{res}}(\omega)$$

wird die Temperaturabhängigkeit des Oberflächenwiderstandes $R(\omega, T)$ supraleitender Niobresonatoren qualitativ richtig wiedergegeben, wenn R_S den auf der Basis der BCS-Theorie berechneten und R_{res} einen temperaturunabhängigen Restwiderstand darstellt. Man erhält aus der BCS-Theorie für T unterhalb der halben Curie-temperatur T_C ($T_C(\text{Niob}) = 9.2\text{K}$) [60] für eine feste Frequenz ω :

$$(2.12) \quad R(T) \sim \exp(-\Delta(T)/kT)$$

Die Voraussetzungen für die Anwendbarkeit dieser Theorie sind bei der Arbeitsfrequenz des Masers von 21.5GHz ($\Delta/h \sim 300\text{GHz}$) und Temperaturen $T < 4.3\text{K}$ erfüllt.

Der unbelastete Gütefaktor $Q_O(T)$ ist mit dem Oberflächenwiderstand $R(T)$ über den modenabhängigen Geometriefaktor G_{mnp} verknüpft, der aus der Feldverteilung auf der Oberfläche berechnet werden kann:

$$(2.13) \quad Q_O(T) = G_{\text{mnp}} / R(T)$$

Geometrische Konzeption des Resonators

Zylindrische Hohlräume sind mechanisch einfach herzustellen und darüberhinaus sind die Feldverteilungen $E(r, \phi, z)$ ihrer analytisch berechenbaren Eigenschwingungen wohl bekannt [62].

Die Dimensionen des im Experiment verwendeten Resonators wurden so ausgelegt, daß die Frequenz der TE_{121} -Mode einer atomaren Übergangsfrequenz bei 21.5GHz entspricht.

TE_{mnp} -Moden werden charakterisiert durch

$m > 0$ Anzahl der ganzen Wellenlängen auf dem Umfang

$n > 1$ Anzahl der Maxima des Magnetfeldes in radialer Richtung

$p > 1$ Anzahl der halben Wellenlängen auf der Zylinderachse

Alle TE-Moden besitzen im Unterschied zu den TM-Moden eine ebene Feldverteilung ($E_z=0$). Auf der Zylinderachse, die mit der Flugbahn der Atome identisch ist, ist nur das elektrische Feld der TE_{1np} -Moden und der TM_{1np} -Moden von Null verschieden und nimmt dort auch gerade den Scheitelwert für jede Querschnittsebene (r, ϕ) an. Die Atome treten also nur mit dieser Untergruppe von Moden in Wechselwirkung. Die TE_{1np} -Moden können über die axialen Strahlöffnungen an ein mm-Wellen-Testsystem magnetisch angekoppelt werden.

Die TE_{121} -Mode zeichnet sich gegenüber der TE_{111} -Mode durch einen höheren Geometriefaktor aus (1011Ω bzw. 323Ω). Die Verwendung der Obermode führt auch zu größeren Abmessungen, weshalb der Resonator für die TE_{121} -Mode einfacher und genauer herzustellen ist.

In Abb.2.19 ist eine Karte für die Grundmoden zylindrischer Resonatoren wiedergegeben; sie zeigt die Frequenzabhängigkeit vom Verhältnis Durchmesser:Länge D/L . Genaue Rechnungen [63] ergeben, daß sich maximale Geometrie- und damit nach (2.13) Gütefaktoren für $D/L=1$ erzielen lassen. Der höheren Symmetrie wegen

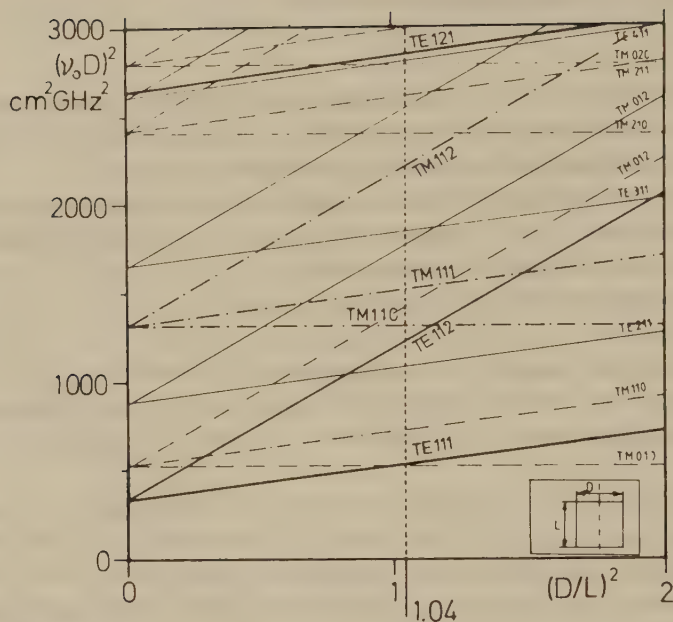


Abb.2.19 Modenkarte eines zylindrischen Resonators. Die Moden, deren Feld auf der Achse nicht verschwindet, sind hervorgehoben (ν_0 : Resonatorfrequenz).

treten allerdings Entartungen auf, die beim Bau der hier verwendeten Resonatoren durch die geringe Veränderung auf $D/L = 1.04$ vermieden werden.

Die TE_{121} -Mode ist im idealen Zylinder noch zweifach entartet. Die beiden Moden sind senkrecht zueinander polarisiert und ihre Lage im Resonator ist zunächst durch restliche geometrische Störungen zufällig bestimmt (Abb.2.20). Zur Aufhebung dieser Entartung und zur Frequenzverstimmung wird die kreisförmige, dünne Zylinderwand elastisch zu einer elliptischen Form verbogen.

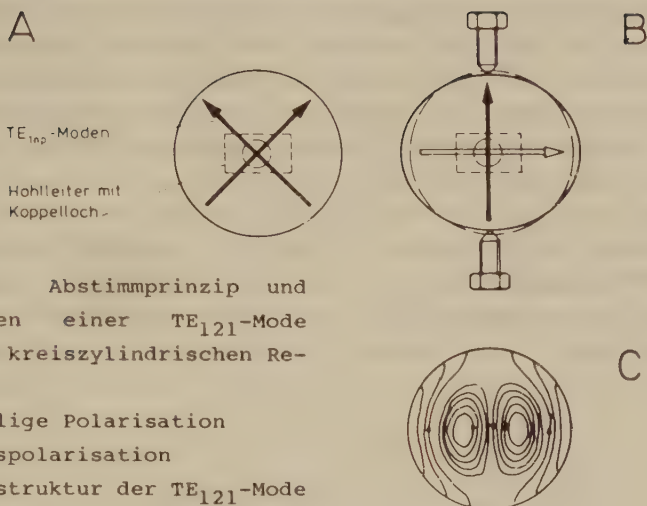


Abb.2.20 Abstimmprinzip und Feldlinien einer TE₁₂₁-Mode in einem kreiszylindrischen Resonator

A: Zufällige Polarisierung

B: Zwangspolarisation

C: Dipolstruktur der TE₁₂₁-Mode

Die Frequenzänderung läßt sich störungstheoretisch mit dem Slater-Theorem [64] abschätzen :

$$(2.14) \quad \delta v/v \sim \frac{1}{4W} \int_{\Delta V} (\mu_0 H^2 - \epsilon_0 E^2) dV$$

(ΔV : Volumenänderung; W : gespeicherte Feldenergie)

Die TE_{1np}-Moden kommen mit ihrer azimuthalen Dipolstruktur der Forderung nach hoher Abstimmbarkeit entgegen. Die Maxima der elektrischen Feldstärke E und der magnetischen Feldstärke H sind auf dem Zylindermantel um 90° gegeneinander verdreht. Da sie mit Volumenänderungen entgegengesetzten Vorzeichens zusammenfallen, wirken ihre Beiträge zur Frequenzverstimmung nach (2.14) in die gleiche Richtung.

Bei Verformung wird die Entartung der TE_{1np}-Moden aufgehoben, eine strebt nach (2.14) zu höheren, eine zu niedrigeren Frequenzen. Die Druckpunkte bestimmen die Lage der ursprünglich zufällig orientierten Moden.

beiten wurden Topf und Deckel in einem UHV-Ofen einige Stunden rekristallisiert und dann im Säurebad ($\text{HF}(48\%) : \text{HNO}_3(65\%) : \text{H}_3\text{PO}_4(85\%) = 1:1:1$) chemisch poliert (ca. $100\mu\text{m}$). Nach dem Elektronenstrahlschweißen (Firma "pro beam", Gräfelfing) wurde der Resonator nochmals kurz chemisch poliert und erneut 8 Stunden bei 2000°C im UHV-Ofen wärmebehandelt.

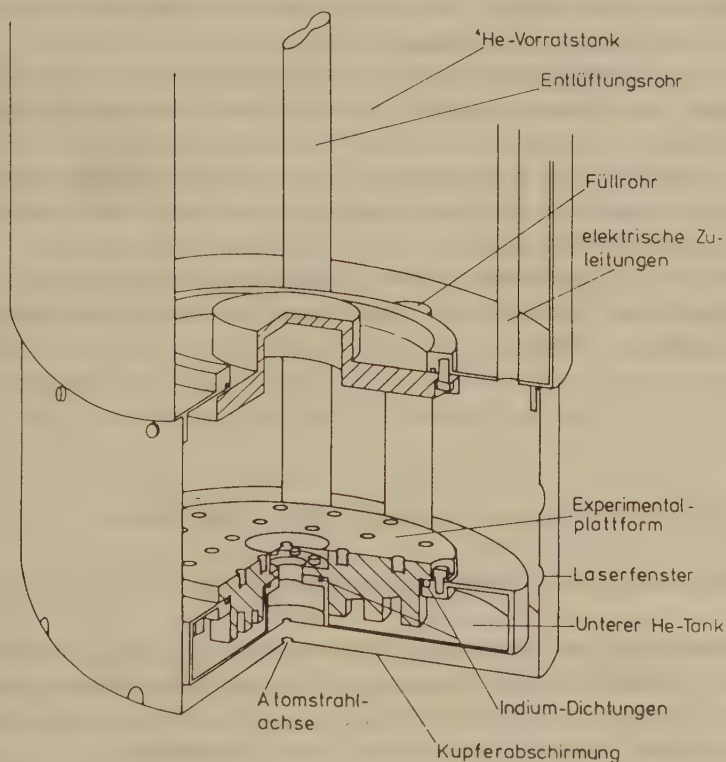


Abb.2.22 Heliumtank mit Experimentierplattform

Der Kryostat

Für die Rydberg-Maserexperimente wurde ein ^4He -Kryostat gebaut, dessen Badtemperatur mit einem Rootspumpensystem zwischen 4.27K und 1.85K reguliert werden kann.

Der Helium-Einsatz (Abb.2.22) besteht aus zwei übereinander angeordneten Tanks. Auf dem unteren Tank wird der Resonator mit dem Abstimmsystem montiert, am oberen Tank ist die Feldionisationsstrecke mit Channeltron befestigt.

Der Channeltrondetektor ist thermisch isoliert aufgehängt und kann über einen Widerstandsdraht mit etwa 60mW auf 200K geheizt werden.

Die Temperatur am Resonator wird mit einem Ge-Widerstand kontrolliert. Sie liegt mit 4.3K und 2.0K nur wenig über den Temperaturen des ^4He -Bades.

Weder die Resonatortemperatur, noch die Gesamtwärmebelastung des Kryostaten (500mW) wurden durch Channeltronheizung oder Atomstrahl merklich erhöht.

Kontrolle der Resonatoreigenschaften: Meßmethoden

Messung des Reflexionsfaktors

Zur Kontrolle der Eigenschwingungen steht an der Atomstrahlaparatur zunächst das vom Koppelloch reflektierte Signal zur Verfügung. Falls die Senderfrequenz mit einer Resonatorfrequenz übereinstimmt, nimmt die reflektierte Leistung um den relativen Betrag t

$$(2.15) \quad t = Q(T)/Q_K = \gamma_K/\gamma_C$$

ab [65]. $Q_0(T)$ ist nach (1.33) ein Maß für den Energieverlust auf

den Wänden des Resonators, Q_k analog für die Strahlungsverluste durch die Koppellöcher. Die meßbare Gesamtgüte beträgt

$$(2.16) \quad Q^{-1} = \sum_i Q_i^{-1}$$

Das Q_k des eingesetzten Niobresonators betrug ca. 2×10^{10} , so daß Q zwischen 10^{-3} (4.3K) und $5 \cdot 10^{-2}$ (2.0K) variiert.

Es zeigte sich, daß die Suche mit dem schmalbandigen Signal des stabilisierten Mikrowellensenders nach dieser kleinen Abnahme eines instabilen Reflexionssignals nur dann aussichtsreich war, wenn die Resonanzfrequenz bereits auf ± 100 kHz genau bekannt war.

Erfolgreicher war die Benutzung eines freilaufenden Oszillators, dessen Frequenz in 10 ms ein Band von 30 kHz überdeckte. Liegt die Modenfrequenz innerhalb der 30 kHz, so wird der Resonator statistisch immer wieder einmal angeregt und mit Energie gefüllt. Springt der Sender auf eine benachbarte Frequenz, leckt diese Energie aus dem Hohlraum heraus. Auf einem Detektor führt die Überlagerung mit dem Meßsender während der Abklingzeit des Hohlraumes zu einem niederfrequenten ($\sim$ kHz) Schwebungssignal, das auf einem Oszilloskop beobachtet werden kann. Damit kann die Resonanzfrequenz auf ± 20 kHz genau bestimmt werden.

Resonatorstudien mit Rydbergatomen

Durch den Hohlraumresonator wird die Intensität eines resonant eingestrahlten Mikrowellenfeldes um einen Faktor

$$(2.17) \quad v = Q^2(T)/Q_k$$

überhöht. Im Innern des Resonators können daher leicht große Feldstärken erzielt werden. Bei sehr starken Feldern werden andererseits Rydbergniveaus auch dann noch stark gekoppelt, wenn atomare und Resonatoreigenfrequenz erheblich von einander abweichen.

Da die Änderung der Besetzungsverhältnisse mit den Resonatoreigenschaften, insbesondere mit seiner Resonanzfrequenz und mit seiner Halbwertsbreite korreliert ist, eignet sich diese Technik zur Untersuchung der Kenngrößen des Hohlraumes.

Wird der Hohlraumresonator an ein monochromatisches äußeres Hf-Feld gekoppelt, so ist die Rabifrequenz in der Nähe der Resonatorfrequenz durch das Lorentzprofil der Intensitätsüberhöhung bestimmt.

Bei einer Verstimmung von atomarer und Resonatoreigenfrequenz um $\Delta_0 = \omega_0 - \omega_a$ gilt für die Abhängigkeit der Rabifrequenz von der Frequenz des äußeren Feldes:

$$(2.18) \quad \Omega_R^2 = \Omega_0^2 \frac{(\gamma_c/2)^2}{\delta\omega^2 + (\gamma_c/2)^2}.$$

($\delta\omega = \omega - \omega_0$, $\omega_0 \gg \delta\omega$, γ_c ; Ω_0 : mittlere Rabifrequenz bei maximaler Feldstärke im Resonator, das heißt, bei $\delta\omega=0$)

Befinden sich die Atome bei Eintritt in den Resonator im oberen Zustand, kann man die mittlere Besetzungswahrscheinlichkeit mit $\Delta = \omega - \omega_a$ nach (1.42) berechnen:

$$(2.19) \quad P_e = 1 - \frac{1}{2} \frac{\Omega_0^2}{(2\delta\omega/\gamma)^2 + \Delta^2 + \Omega_0^2}$$

Wenn $\Delta \sim \Delta_0 = \text{const}$, ergibt sich in guter Näherung eine Lorentzkurve mit dem Zentrum bei der Resonatorfrequenz ($\delta\omega=0$). Für die Halbwertsbreite berechnet man

$$(2.20) \quad 2\pi \cdot \Delta\nu_{1/2} \cong \gamma_c \sqrt{\frac{\Delta_0^2 + \Omega_0^2}{\Delta_0^2}}$$

Im Grenzfall $\Omega_0 \ll \Delta_c$ reflektiert die Änderung der Besetzungswahrscheinlichkeit dann einfach die Resonanzkurve des Resonators und kann zu seiner Untersuchung verwendet werden, während bei großen Intensitäten

$$(2.21) \quad 2\pi \cdot \Delta\nu_{1/2} \cong \gamma_c \frac{\Omega_0}{\Delta_0}$$

gilt, und die Linienbreite ein Maß für die maximale Rabifrequenz gibt, wenn Δ_0 und γ_c bekannt sind.

Eigenfrequenzen, Gütefaktoren

Entsprechend den Berechnungsgrundlagen [59] waren die Abmessungen der Resonatoren für eine TE_{121} -Frequenz von 21435 MHz aus-

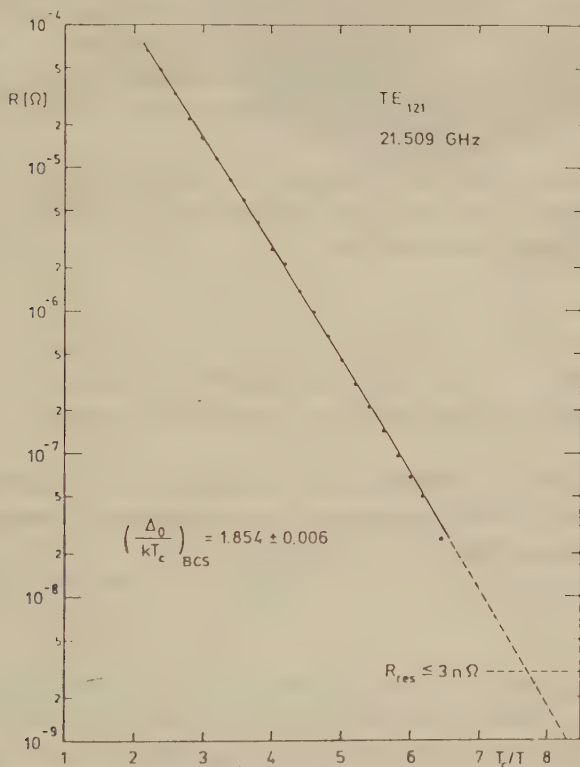


Abb.2.23 Temperaturabhängigkeit des Oberflächenwiderstandes der TE_{121} -Mode des Niobresonators (nach [59])

gelegt worden. Obwohl die Maßkontrolle an den Rohlingen Fertigungstoleranzen vor und nach dem chemischen Polieren von $5\text{ }\mu\text{m}$ oder $2 \cdot 10^{-4}$ ergab, lagen die tatsächlichen Frequenzen aller hergestellten Resonatoren um $40 - 90\text{ MHz}$ oder mehr als $2 \cdot 10^{-3}$ über dem angestrebten Wert. Die Ursache für diese systematische Abweichung konnte bisher nicht geklärt werden.

In der Maserapparatur war eine extensive Untersuchung der Hf-Supraleitung nicht vorgesehen. Diese Eigenschaften wurden daher in einem Badkryostaten der GH Wuppertal von G.Müller bei Temperaturen zwischen 4.2 und 1.5 K vermessen. Die Meßwerte des integralen Oberflächenwiderstandes der TE_{121} -Mode werden in Abb.2.23 gezeigt.

In der Atomstrahlapparatur konnte man Temperaturen zwischen 4.3 K und 2.0 K einstellen. Bei den Extremwerten besaß der Hohlraum nach (1.33) folgende Eigenschaften:

Tab.II.4	T	Q	τ_H	Δv
	4.3K	$1.7 \cdot 10^7$	$1.3 \cdot 10^{-4}\text{ s}$	1300 Hz
	2.0K	$8.0 \cdot 10^8$	$5 \cdot 10^{-3}\text{ s}$	30 Hz

Berücksichtigt man die Abschätzung (1.40) mit $\tau_R = 6 \cdot 10^{-5}\text{ s}$, so ist die Bedingung (1.23) im gesamten experimentell zugänglichen Temperaturbereich erfüllt.

Abstimmverhalten

Das Abstimmverhalten wurde mit der oben beschriebenen Methode unter Verwendung der Rydbergatome im Bereich schwacher Felder untersucht ($Q_0 < Q_d$).

Zur elastischen Verformung ist der Resonator in einem Kupferjoch eingespannt (Abb.2.24). Von der einen Seite dient eine

PZT-Abstimmer

Niob-Resonator

Kupfer-Jo

Abstimmungsschraube

Laserfenster

Montageplatte

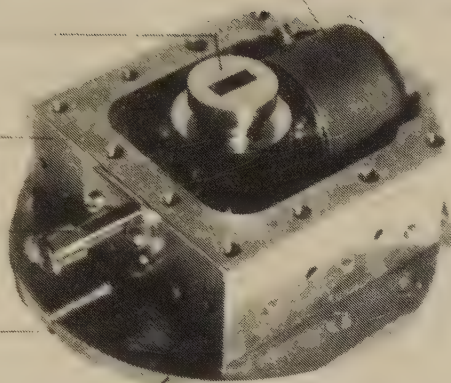


Abb.2.24 Niobresonator mit zweistufigem Abstimmssystem

Schraube zur groben mechanischen Abstimmung, während von der anderen Seite ein Piezokristall hoher Belastbarkeit mit einem Auslenkungsbereich von $4\mu\text{m}/1500\text{V}$ bei tiefer Temperatur zur Feineinstellung dient.

Der Hohlraum wird bereits mit geringer Verformung zwangspolarisiert. Drückt die Schraube auf die schmale Hohlleiterseite, koppelt nur der nach oben laufende Ast der TE_{121} -Mode an das Testsystem. Es zeigte sich, daß mit dem mechanischen Abstimmssystem nur etwa 15MHz Bandbreite tatsächlich zur Verfügung stehen, was einer Verformung um etwa 0,15 mm entspricht. Bei höherem Druck wird der Auslenkungsbereich des Piezos derartig stark einge-

schränkt, daß nur noch ein Frequenzfenster $\ll 10\text{kHz}$ statt 500kHz überdeckt wird (Abb.2.25).

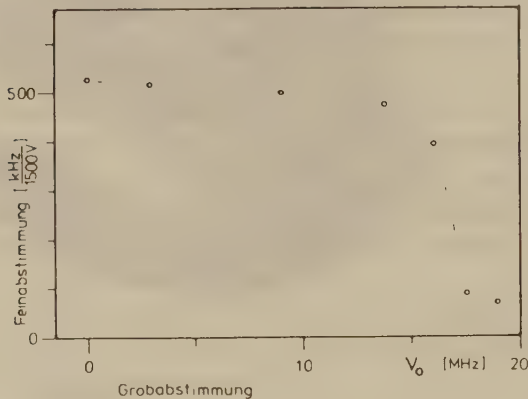


Abb.2.25 Änderung des Feinabstimmbereichs des Niobresonators bei Änderung der Grobabstimmsschraube

Trotz hervorragender mechanischer Fertigungstoleranzen scheint daher der zuverlässige Bau eines solchen massiven Resonators für eine vorher festgelegte Frequenz gegenwärtig noch nicht möglich zu sein.

Dort, wo mit dem Piezo der volle Hub erzielt wird, besteht zwischen der Frequenz der TE_{121} -Mode und Piezospaltung ein annähernd linearer Zusammenhang (Abb.2.26).

Das Durchstimmverhalten mit der Piezospaltung wird umgekehrt getestet, indem ein konstantes Mikrowellenfeld angelegt wird, dessen Frequenz innerhalb des mit der Piezospaltung zu überstreichenden Bandes liegt. Die Linienbreite, die man bei Durchstimmung

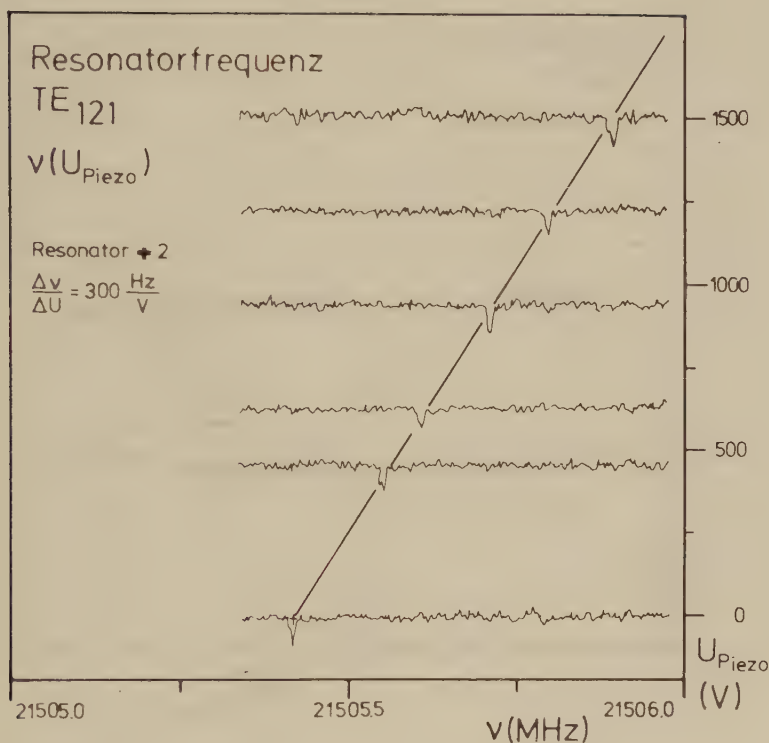


Abb.2.26 Abhängigkeit der Resonatorfrequenz von der Piezo-
spannung

erreichen kann, beträgt weniger als 10kHz (Abb.2.27). Die leichte Verschiebung bei Vorlauf und Rücklauf zeigt die Hystereseeigenschaften des elektromechanischen Abstimmsystems.

Die H-Feld-Abstimmung wurde ebenfalls getestet, die Frequenz variierte jedoch nicht monoton mit der Änderung des Durchmessers.

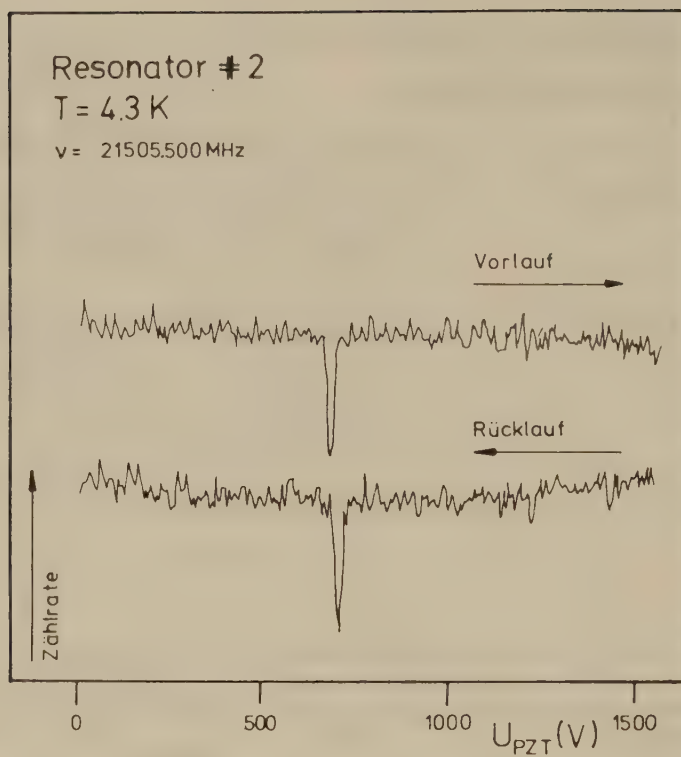


Abb.2.27 Test zur spektralen Auflösung des Resonators

II.3.2 Messungen

Das Verhalten einzelner Atome in einem resonanten Hohlraum wurde mit dem in Abb.2.28 dargestellten Aufbau untersucht. Er unterscheidet sich von dem Mikrowellenspektrometer (Abb.2.10) durch den Einsatz des Niob-Resonators anstelle des eingestrahlichten Hochfrequenzfeldes.

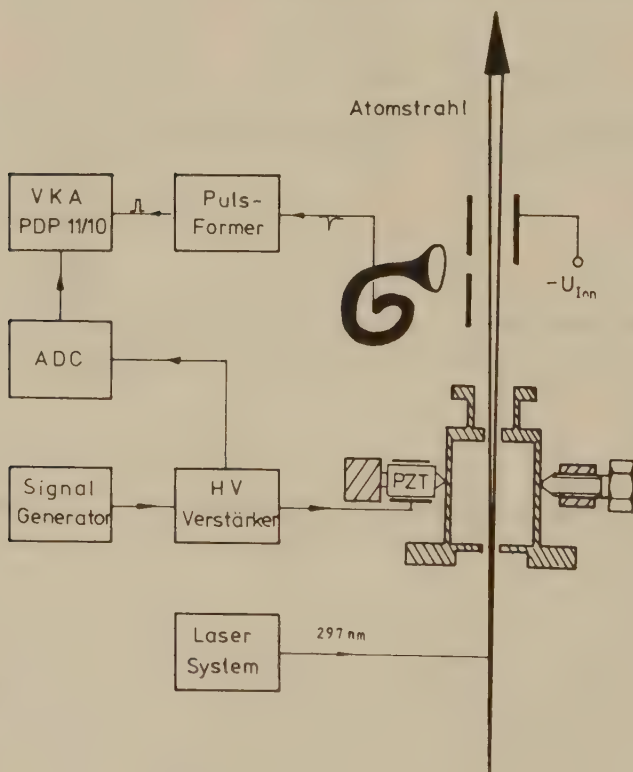


Abb.2.28 Aufbau des Rydberg-Maser-Experiments
(VKA: Vielkanalanalysator)

Die TE_{121} -Mode des Resonators ist mechanisch auf den Übergang $63p_{3/2} - 61d_{3/2}$ abgestimmt. Vor Eintritt in den Resonator werden mit dem UV-Lasersystem bis zu 30000 Atome/s im oberen Maserniveau präpariert. Ein genaues Energiediagramm der unmittelbaren Umgebung dieser Niveaus wird in Abb. 2.29 gezeigt.

Zur Aufnahme eines Spektrums wird die Zählrate als Funktion der Piezospaltung gemessen, mit der die Frequenz der TE_{121} -Mode abgestimmt wird.

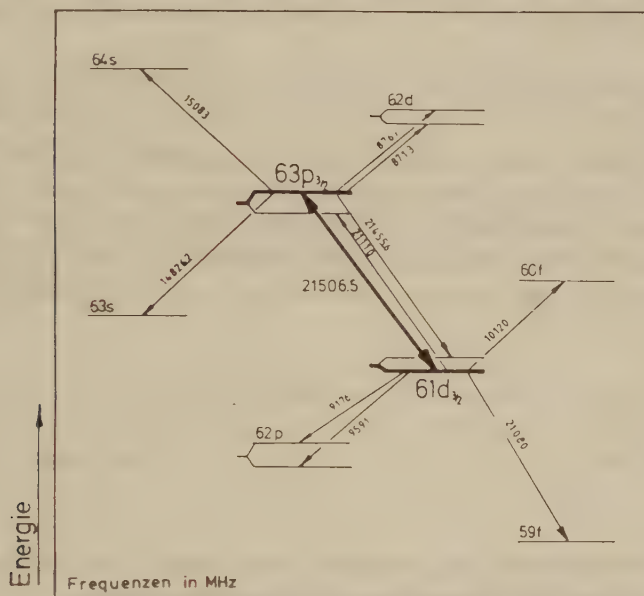


Abb.2.29 Energieniveaus und elektrische Dipolübergänge in der Nähe der Maserniveaus

In einem rundum geschlossenen Hohlraum endlicher Güte würde sich im Gleichgewicht ein Strahlungsfeld mit der Temperatur der Wände einstellen. Der reale Resonator ist jedoch über ein Koppelloch an das mm-Wellen-Testsystem angeschlossen, dessen äußere Komponenten eine Temperatur von 300K besitzen. Der im K-Band liegende Anteil der 300K-Strahlung trifft, wenn auch durch Reflexi-

onen und Absorption gedämpft, zum erheblichen Teil auf das Koppelloch. Der Resonator tauscht sowohl mit dem Testsystem als auch mit dem Wärmereservoir der Wand Energie aus. Die Austauschraten werden charakterisiert durch die Dämpfungszeitkonstanten von Hohlraumwand γ_c und Koppelloch γ_k (s.2.15). Mit einer Ratengleichung läßt sich der Gleichgewichtsfall beschreiben [12], wenn n die nach der Bose-Einstein-Statistik berechnete mittlere Besetzungszahl ist, die hier im Grenzfall $h\nu/kT \lesssim 1$ wieder nach (1.7) bestimmt werden kann:

$$(2.22) \quad (\gamma_k + \gamma_c) \bar{n}_H = \gamma_k \bar{n}_T + \gamma_c \bar{n}_W$$

$\bar{n}_H$ ist die gesuchte Zahl der im Hohlraum angeregten Photonen $\hbar\omega_0$. $\bar{n}_T$ gibt die mittlere Besetzungszahl bei der effektiven Strahlungstemperatur T_T des Testsystems, $\bar{n}_W$ diejenige bei der Wandtemperatur an. Für eine absolute obere Abschätzung kann $T_T \sim 300K$ angenommen werden. Man erhält mit den Daten der TE_{121} -Mode und $\gamma_k \ll \gamma_c$

$$(2.23) \quad \bar{n}_H = \frac{\gamma_c \bar{n}_W + \gamma_k \bar{n}_T}{\gamma_c + \gamma_k} \approx \bar{n}_W + \frac{\gamma_k}{\gamma_c} \bar{n}_T .$$

die Werte von Tab. II.5

Tab.II.5 Abhängigkeit der mittleren Photonenzahl im Resonator von der Strahlungstemperatur des Testsystems

T_W	4.3K	2.0K
γ_k/γ_c	$7 \cdot 10^{-4}$	$2.5 \cdot 10^{-2}$
$\bar{n}_W$	3.8	1.5
$\bar{n}_H$ ($T_T=300K$)	4.0	9.0
$\bar{n}_H$ ($T_T=10K$)	3.8	1.7

Das Resonatorfeld weicht bei 4.3K nur geringfügig von dem durch die Hohlraumwände bestimmten Wert ab, auch wenn im Meßsystem eine hohe Strahlungstemperatur herrscht.

Bei 2.0K verursacht die hohe Güte eine langsamere Thermalisierung des Hohlraumfeldes, welches deshalb stärker an das externe Bad koppelt. Um diesen Einfluß zu reduzieren kann eine auf der äußeren 4-K-Abschirmung angebrachte, weniger als 10K warme Klappe in die Hohlleiterzuführung geschwenkt werden, so daß im Innern nur noch eine Strahlungstemperatur $T_T < 10K$ herrscht.

Die Temperaturcharakteristik des Resonatorfeldes wird unter diesen Bedingungen im wesentlichen durch die Wandtemperatur des Hohlraumes bestimmt.

Der Durchmesser des Atomstrahls im Resonator beträgt 0,5mm, die dadurch verursachte geometrische Variation der Feldamplitude maximal 2% .

Resultate

Maserspektrum bei 4.3K

Abb.2.30 zeigt das Spektrum der Maserlinie bei 4.3K. Über die Eichmessung läßt sich der Spannung, bei der die Abnahme der Zählrate beobachtet wird, eine Frequenz

$$(2.24) \quad \nu_{\text{Maser}} = 21506.58(3) \text{ MHz}$$

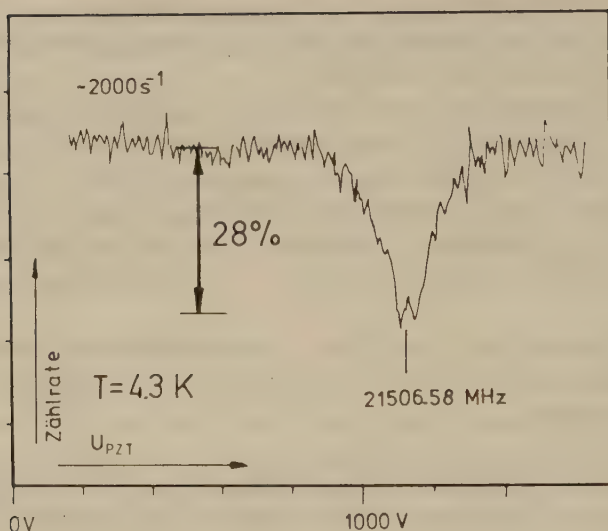


Abb.2.30 Spektrum der Maserlinie bei 4.3K

zuordnen, die mit dem spektroskopisch ermittelten Wert von 21506.51(5) MHz gut übereinstimmt. Dieser Abfall der Zählrate tritt unabhängig vom angeregten Isotop und bei 4.3K auch unabhängig von der Pumpleistung $P = \hbar \omega_0 \cdot i_p$, i_p : Anzahl der Atome/s, mit gleicher Linienform und in der gleichen Stärke auf. In einer Kontrollmessung, bei der zum Vergleich das 62p-Niveau gepumpt wurde, konnte keine Änderung der Besetzungsverhältnisse festgestellt werden.

Der Abfall der Zählrate beträgt im Minimum $28 \pm 3\%$. Er fällt damit geringer aus, als für einen gesättigten Übergang nach Abb.2.9 mit ca. 40% erwartet wird. Diese Diskrepanz ist jedoch unabhängig vom Maserexperiment, da die Abnahme der Zählrate auch in dem entsprechenden Hochfrequenzexperiment lediglich etwa 30% beträgt, wenn der Übergang $63p_{3/2} - 61d_{3/2}$ gesättigt ist.

Die Breite der Maserlinie beträgt bei 4.3K ~ 60kHz und ist im Rahmen der Meßgenauigkeit unabhängig von der Pumpleistung. Der nach (1.43) und (1.19) berechnete mittlere Koppelfaktor ($\bar{n} = 3,8$)

$$(2.25) \quad \Omega_0 = \frac{\pi \Delta \nu_{1/2}}{2\sqrt{\bar{n}+1}} \sim 43\text{kHz}$$

ist mit dem theoretisch abgeleiteten Wert von 17kHz (1.38) zu vergleichen. Bessere Übereinstimmung war nicht zu erwarten, da bei der theoretischen Behandlung eine Reihe vereinfachender Annahmen gemacht worden war, um eine geschlossene Behandlung zu ermöglichen.

Alle anderen Verbreiterungsmechanismen sind in dieser Abschätzung vernachlässigt worden. Transitzeit und Dopplereffekt tragen nur sehr geringfügig (< 5kHz) bei. Magnetische Streufelder wurden zunächst durch Mumetall vermindert, und darüberhinaus sollte auch der TypII-Supraleiter Niob unterhalb des H_{c1} -Feldes, das mindestens 400G beträgt, restliche Felder nahezu ideal verdrängen.

Hohe Q-Faktoren sind nur mit sehr sauberen Oberflächen im Innern des Resonators zu erzielen, so daß auch elektrische Streufelder entsprechend klein sein sollten. Äußere Felder werden durch die dickwandigen Koppellöcher abgeschirmt.

Maserspektrum bei 2.0K

Im Gegensatz zu 4.3K wird bei $T=2.0\text{K}$ eine Abhängigkeit der Linienform von der Pumpintensität beobachtet (Abb.2.31). Die Linie nimmt mit der Pumpintensität asymmetrisch an Breite zu, nicht aber an Tiefe.

Die Energie $\hbar\omega$ der Atome, die den Hohlraum im (unteren) d-Zu-

stand verlassen, bleibt im Resonator. Wird er während seiner Relaxationszeit von mehreren Teilchen durchquert, führt diese Rückkopplung zu einer nichtthermischen Erhöhung der Feldamplitude.

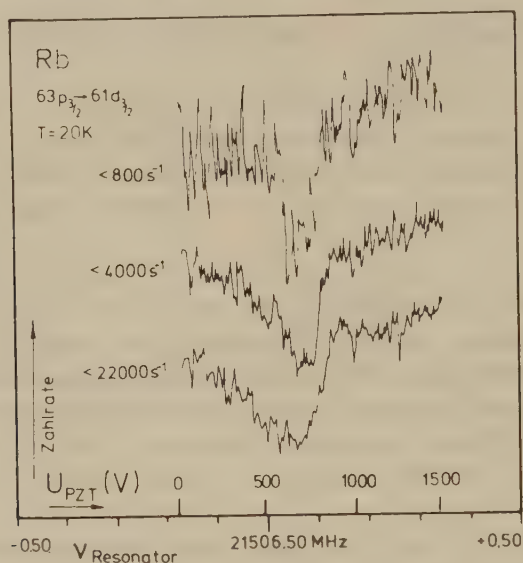


Abb.2.31 Intensitätsabhängigkeit der Maserlinien bei 2.0K. (Der leichte Anstieg der Zählrate dürfte auf nicht-lineare Anteile der Piezosteuerspannung zurückzuführen sein.)

Bei einer Pumpintensität von $i_p \sim 20000$ Atomen/s und einer Temperatur von 4.3K durchfliegen $i_p \cdot \tau_H \sim 3$ Atome das Feld während seiner Zerfallszeit. Die 1,5 Energiequanten, die sie im Mittel zurücklassen, führen nur zu einer geringen Verstärkung des thermischen Feldes ($\sim 15\%$).

Bei 2.0K hingegen wird das Feld bei gleicher Pumpleistung schon durch die von 100 Atomen emittierte Strahlung verstärkt, ohne daß die Hohlraumwände einen wesentlichen Anteil absorbieren können. Die mittlere Feldamplitude weicht dann erheblich vom thermischen

Gleichgewichtswert ab.

Die Energiezufuhr ist der mittleren Anzahl der im Resonator zurückgelassenen Quanten n_p proportional, die aus der mittleren Besetzungswahrscheinlichkeit im unteren d-Zustand nach (1.42) und (1.19) bestimmt werden kann:

$$(2.26) \quad n_p = \frac{1}{2} \frac{\Delta^2}{\Delta^2 + \bar{n}_R^2} i_p ; \quad \bar{n}_R = 2\Omega \sqrt{\bar{n}_H + 1} .$$

Im semiklassischen Bild von Lambs Lasertheorie [13] kann man die Energiebilanz des Masers ziehen, indem die Ratengleichung für die Photonenzahl im Resonator $\bar{n}_H$ aufgestellt wird:

$$(2.27) \quad \frac{d\bar{n}_H}{dt} = \frac{1}{2} \frac{\Delta^2}{\Delta^2 + \bar{n}_R^2} i_p - \frac{\bar{n}_H - \bar{n}_W}{\tau_H}$$

Insbesondere im Gleichgewichtsfall, $\frac{d\bar{n}_H}{dt} = 0$, berechnet man aus der Halbwertsbreite ($\Delta_{1/2} = 2\Omega_R$) mit (2.26) einerseits und (2.27) andererseits

$$(2.28) \quad \left\{ \frac{1}{2} \frac{\Delta_{1/2}^2}{2\Omega} \right\} = \bar{n}_H + 1 = \frac{1}{4} i_p \tau_H + \bar{n}_W + 1 .$$

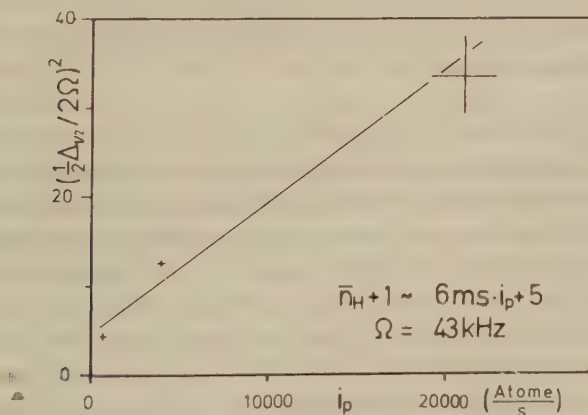


Abb.2.32 Auftragung der Linienbreite gegen die Pumpintensität

Wenn in der entsprechenden Auftragung (Abb.2.32) für Ω der Wert aus (2.25) benutzt wird, schätzt man die Werte $\tau_H \sim 6\text{ms}$ und $\bar{n}_W \sim 4$. Aus den Resonatordaten hat man unabhängig $\tau_H = 5\text{ms}$ und $\bar{n}_W \sim 1,7$ erhalten. Die semiklassische Energiebilanz führt also zu einem konsistenten Ergebnis.

II.3.3 Diskussion

Die Messungen bestätigen qualitativ die starke Erhöhung der Emissionsrate des atomaren $63p_{3/2} - 61d_{3/2}$ -Übergangs durch das resonante Feld des Hohlraumresonators.

Obwohl die Abnahme des Feldionisationssignals im Resonanzfall nur 28% beträgt, muß man zu einer konsistenten Erklärung der beobachteten Wechselwirkungen annähernde Gleichverteilung der mittleren Besetzungswahrscheinlichkeit von $p_{3/2}$ und $d_{3/2}$ -Zustand annehmen, wenn die Atome den Resonator verlassen haben. Die Differenz zu den nach (1.42) und Abb.2.9 erwarteten 40% tritt auch in den gesättigten Hf-Spektren auf und ist daher vermutlich eine Eigenschaft des Nachweissystems.

Ein weiteres, gewichtiges Argument für die Sättigung des Übergangs liegt in der Intensitätsabhängigkeit der Linien bei 2.0K. Die zunehmende Pumpleistung führt zwar zu einer (asymmetrischen) Verbreiterung, nicht aber zu einer weiteren Abnahme der Zählrate.

Wären die Linien bei den niedrigen Intensitäten nicht gesättigt, würde man bei den hohen Pumpleistungen wegen der Rückkopplung eine Verstärkung erwarten. Das ist aber nicht der Fall.

Bei 2.0k und 4.3K reicht das resonante und thermisch angeregte Feld aus, um die mittlere Besetzungswahrscheinlichkeit für unteres und oberes Maserniveau auszugleichen. Wenn das der Fall ist,

kann man indirekt wegen der breiten Geschwindigkeitsverteilung vermuten, daß besonders langsamere Atome ihr Strahlungsfeld bereits reabsorbiert haben.

In den Experimenten wurde bisher wegen der unterschiedlichen Aufenthaltszeiten im Resonator nur die mittlere Veränderung der Besetzung der Maserzustände beobachtet. Die nach dem Jaynes-Cummings-Modell vorausgesagten transienten Phänomene können erst untersucht werden, wenn die Wechselwirkungszeit von Atom und Resonatorfeld gemessen wird oder durch einen Geschwindigkeitsselektor definiert wird.

Die Form der Maserlinie zeigt bei 2.0K eine ähnliche Intensitätsabhängigkeit wie die Hf-Spektrallinie in Abb.2.15. Die stärkste nahresonante Kopplung besteht in diesem Fall zwischen $63p_{3/2}$ und $61d_{3/2}$ -Niveau, und sie schiebt das $63p_{3/2}$ -Niveau dem $63d_{3/2}$ -Zustand entgegen.

Da die Feldstärke im Resonator einigermaßen bekannt ist, kann man die Verschiebung nach (2.10) abschätzen und erhält einen Wert von ca.3kHz für die höchste Pumpleistung von 22000 Atomen/s, der noch unterhalb der Meßgenauigkeit liegt. Die beobachtete Linie ist dagegen um ca. 30kHz verschoben.

Weder die Verschiebung noch die Asymmetrie der leistungsverbreiterten Linien sind mit dem Modell eines Zwei-Zustands-Atoms zu erklären.

Die Asymmetrie kann vermutlich auch nicht der Inhomogenität des Resonatorfeldes zugeschrieben werden, da insgesamt nur wenige Radioszillationen stattfinden. Eher könnte man an Fluktuationen der Intensität angeregter Atome denken, die einen ähnlichen Effekt haben sollten.

II.4

Rydbergatome im hohen Resonatorfeld

Mit einem modifizierten Mikrowellenspektrometer (Abb.2.10) wurden die Messungen an Rydbergatomen im hohen Resonatorfeld durchgeführt. An der Stelle der Abschirmungen befand sich der Resonator, der über das Hohlleitertestsystem an den stabilisierten Mikrowellensender angeschlossen war.

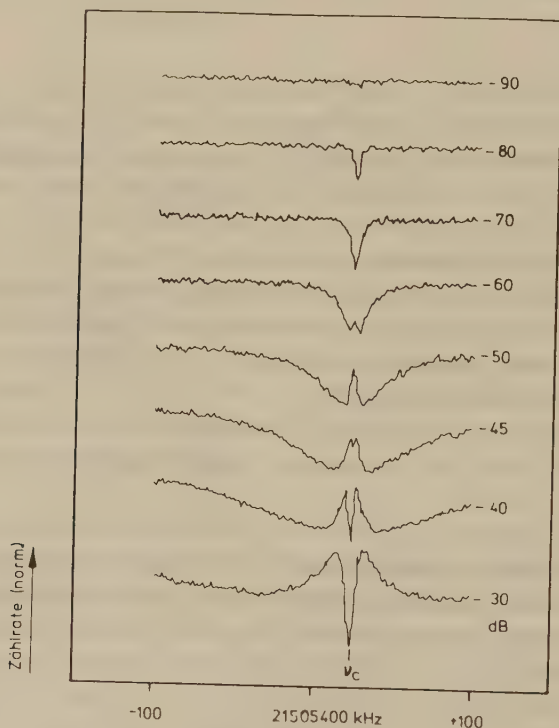


Abb.2.33 Abhängigkeit der Besetzung des 63p -Zustandes von der eingestrahlten Mikrowellenfrequenz
 ($T=4.3\text{K}$, $\Delta_0 \sim 2\pi \cdot 1100\text{kHz}$, $\nu_c = 21505.424\text{MHz}$)

Die TE_{121} -Mode war auf die feste Frequenz $\nu_c = 21505.424$ MHz eingestellt. Die Verstimmung zur atomaren $63p_{3/2}$ - $61d_{3/2}$ -Resonanzlinie betrug $\Delta_0 \sim 2\pi \cdot 1100$ kHz. Es wurde die Abhängigkeit der Besetzungsänderung des vor dem Resonator angeregten $63p_{3/2}$ -Zustandes von der Intensität und der Frequenz des externen Mikrowellenfeldes in einem engen Frequenzintervall von ca. ± 100 kHz um die Eigenfrequenz des Resonators herum gemessen.

Die Verstimmung Δ des externen Feldes gegenüber der atomaren Frequenz wird bei einer Messung nur wenig geändert. Die Rabi-Frequenz ändert sich deshalb hauptsächlich aufgrund der frequenzabhängigen Feldstärke im Innern des Resonators, die bei jedem Signaldurchlauf mit einem Lorentz-Profil abgefahren wird.

Man erwartet das nach (2.21) bestimmte Verhalten der Linienbreite. Überraschenderweise wird aber in diesen Spektren bei höheren Feldstärken nicht nur eine Verbreiterung, sondern auch eine zweifache Umkehr des Linienzentrums beobachtet. Bei hohen Intensitäten kann man die gesamte Linie als eine Überlagerung von drei Resonanzlinien betrachten.

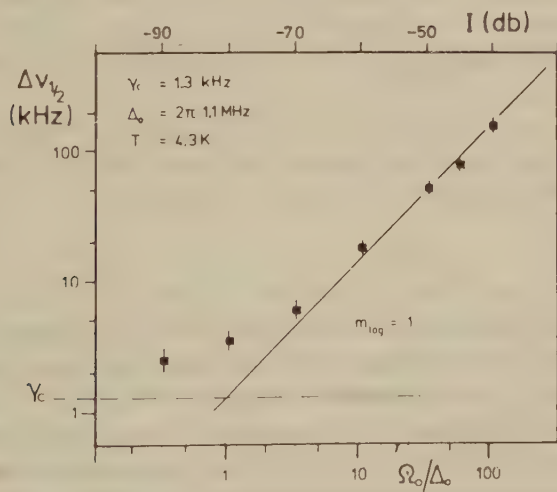


Abb.2.34 Abhängigkeit der "äußeren" Linienbreite von der eingestrahelten Intensität.

Trägt man zunächst die Breite der "äußeren" Linie gegen die maximale Feldstärke im Resonator auf, so ergibt sich das nach (2.19) erwartete Verhalten (Abb.2.34). Aus der Zeichnung entnimmt man eine Normierung für die Rabifrequenz bei maximaler Feldstärke im Resonator, Ω_0 , in Einheiten von Δ_0 .

Die Umkehr der Linien weist auf die Beteiligung weiterer, quasiresonant gekoppelter Zustände hin. Abb.2.35 stellt die Niveaus aus Abb.2.29 heraus, die bei zunehmender Feldstärke durch Leistungsverbreiterung und -verschiebung immer stärker mit den im schwachen Feld ausschließlich beteiligten $63p_{3/2}$ - und $61d_{3/2}$ -Niveaus in Wechselwirkung treten.

Einen Hinweis auf die Ursachen gibt ein Vergleich der nach Abb.2.34 geschätzten Rabifrequenzen mit der Verstimmung gegenüber anderen Niveaus.

Die Kopplung des $63p_{3/2}$ - mit dem $61d_{3/2}$ -Zustand ist um den Faktor $\sqrt{54}$ stärker als mit dem $61d_{5/2}$ -Zustand (s.Abb.1.2). Die Leistungsverbreiterung des $61d_{3/2}$ -Niveaus erreicht daher bei

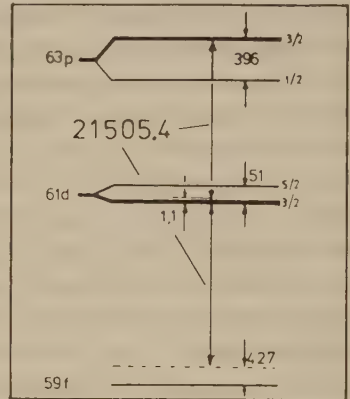


Abb.2.35 Nahresonant gekoppelte Zustände im $63p$ - $61d$ - $59f$ -System (Frequenzen in MHz)

$$(2.29) \quad \Omega_0/\Delta_0 \sim \Delta_{fs}/\sqrt{54\Delta_0} \sim 6$$

die Feinstrukturaufspaltung des d-Zustandes $\Delta_{fs}/2\pi=51\text{MHz}$. Bei der Größenordnung der dazu eingestrahlten Leistung von ca. -60dB (rel.) setzt die erste Linienumkehr ein.

Bei weiterer Steigerung der Leistung werden schließlich die Feinstrukturaufspaltung des $63p$ - und die Verstimmung des $59f$ -Zustandes durch die Leistungsverbreiterungen erreicht.

Die zweite Linienumkehr ist mit einer starken Umbesetzung zum 59f-Niveau verbunden, wie die Messungen der Abhängigkeit der Elektronenzählrate von der Ionisationsspannung zeigen. Sie sind in Abb.2.35 dargestellt. Die Frequenz des Hf-Feldes wurde dazu auf das Zentrum der Resonanzlinie des Hohlraumes gestellt.

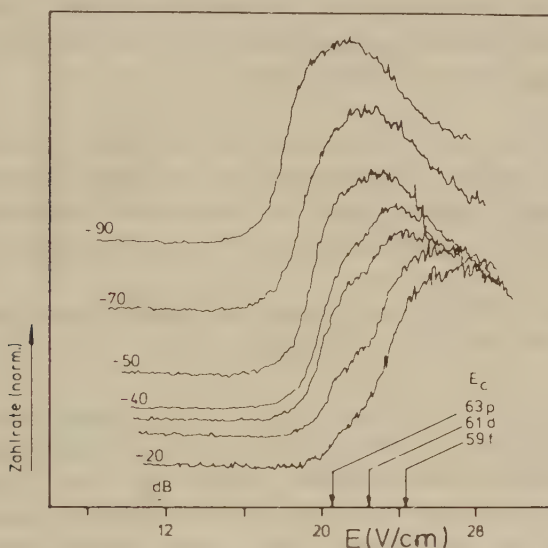


Abb.2.36 Abhängigkeit der Elektronenzählrate von der Ionisationsspannung. $\nu_c = \nu(\text{Hf}) = 21505.424 \text{ Mhz}$

Durch das starke Hochfrequenzfeld werden 63p-, 61d- und 59f-Zustand in eine Quasientartung gezwungen. Dabei können wegen $\Delta l=2$ Kohärenzen hoher Ordnung auftreten. Möglicherweise übernimmt das starke Feld hier die Rolle des Magnetfeldes in Analogie zum Hanle oder Level-Crossing-Experiment. Das Magnetfeld führt dort gelegentlich zu einer Entartung und kohärenten Überlagerung verschiedener Niveaus. Ähnliche Kohärenzen wurden auch in Experimenten mit optischem Pumpen in einem Laserresonator beobachtet [66]. Eine genaue theoretische Analyse dieses Phänomens wurde im Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt.

III. Ausblick

Mit der vorliegenden Arbeit ist gezeigt worden, daß die Beobachtung der Wechselwirkung zwischen dem elektromagnetischen Feld eines Resonators und einzelnen Atomen möglich ist.

Die Reabsorption des Strahlungsfeldes konnte bisher nur indirekt bestätigt werden. Die transienten Phänomene können aber direkt untersucht werden, wenn die Wechselwirkungszeit von Atom und Resonatorfeld durch eine Messung der Geschwindigkeit bestimmt wird.

Im nächsten Schritt soll daher mit einem Fizeaurad ein monochromatischer Atomstrahl hergestellt werden.

Außer der thermischen "Nutation" der Besetzungsverteilung (Abb.1.2) soll dann auch das Verhalten in einer kohärenten Verteilung der Feldzustände studiert werden. Auf der Grundlage des Jaynes-Cummings-Modells sagt die Theorie für diesen Fall ein relativ schnelles Ausklingen der Besetzungsozillationen in eine Gleichverteilung voraus. Besonders interessant und bis heute nicht beobachtet ist jedoch die Vermutung, daß im Resonanzfall nach langer Zeit τ_{QR}

$$(3.1) \quad \tau_{QR} \sim 2\sqrt{n_c} / \Omega$$

(n_c : mittlere Besetzungszahl der kohärenten Feldzustände)
die Oszillationen der Besetzungswahrscheinlichkeit wieder aufleben ("Quantum Revival").

Von Interesse sein könnte auch das weitere Studium der Rydbergatome im hohen Feld. Dort können Rabi-Frequenzen erzielt werden, die die Größenordnung der Resonanzfrequenz selbst erreichen. Für diesen Fall ist chaotisches Verhalten vorausgesagt [67].

IV. LITERATURZITATE

- 1 P.A.M.Dirac , Proc.Roy.Soc. (London) A114, 243 und 710 (1927)
- 2 V.Weisskopf und E.Wigner, Z.Physik 63, 54 (1930)
- 3 H.Purcell, Phys.Rev. 69, 681 (1946)
- 4 N.Bloembergen and R.V.Pound, Phys.Rev. 95, 8 (1954)
- 5 D.Kleppner , " Atomic Physics and Astrophysics " , Gordon and Breach, New York (1969), Hrsg. M.Chretien and E.Lipworth
- 6 D.Kleppner, Phys.Rev.Lett. 47, 233 (1981)
- 7 A.G.Vaidyanathan, W.P. Spencer and D.Kleppner, Phys.Rev.Lett. 47, 1592 (1981)
- 8 P.Goy , J.M.Raimond , M.Gross and S.Haroche, Phys.Rev.Lett. 50, 1903 (1983)
- 9 R.G.Hulet and D.Kleppner, Phys.Rev.Lett. 51, 1430 (1983)
- 10 H.Dehmelt und Gabrielse, wird in Phys.Rev.A veröffentlicht
- 11 E.T.Jaynes and F.W.Cummings, Proc. IEEE, 51, 89 (1963)
- 12 W.H.Louisell , "Quantum Statistical Properties of Radiation", Wiley and Sons, New York (1973)
- 13 M.Sargent, M.Scully and W.E.Lamb, "Laser Physics", Addison Wesley, Reading (1974)
- 14 R.F.Stebbing and F.B.Dunning (Hrsg.), " Rydberg States of Atoms and Molecules " , Cambridge University Press , Cambridge (1983)
- 15 H.Walther, in "Advances in Laser Spectroscopy", Plenum Press, New York London (1983), F.T.Arecchi, F.Strumia und H.Walther (Hrsg.)
- 16 S. Haroche , in " Advances in Atomic and Molecular Physics " , Academic Press , New York San Francisco London (1984) (im Druck), D.Bates und B.Bederson (Hrsg.)
- 16A L.Allen und J.H.Eberly , " Optical Resonance and Two-Level-Atoms " , Wiley and Sons, New York (1975)
- 17 M.Seaton, Mon.Not.R.Astron.Soc. A245, 269 (1958)
- 18 C.J.Lorenzen und K.Niemax, Physica Scripta 27, 300 (1983)
- 19 A.Edmonds, J.Picart, N.Tran Minh und R.Pullen, J.Phys B12, 2781 (1979)
- 20 D.Bates und A.Damgaard, Phil.Trans.Roy.Soc. A242, 101 (1949)
- 21 F.W.Cummings, Phys.Rev. 140A, 1051 (1965)
- 22 T.v.Förster, J.Phys. A8, 95 (1975)
- 23 P.Meystre, E.Geneux, A.Quattropiani und A.Faist, Nuovo Cimento B25, 521 (1975)
- 24 J.M.Eberly, N.B.Narozhny und J.J.Sanchez-Mondragon, Phys.Rev. Lett. 44, 1323 (1980)
- 25 R.Glauber, Phys.Rev.130, 2529 und 131, 2766 (1963)
- 26 R.Bonifacio , F.Hopf , P.Meystre , M.Scully in "Laser Induced Fusion and X-Ray Laser Studies " , Addison Wesley, Reading (1976), S.F.Jacobs, M.O.Scully, M.Sargent, C.D.Cantrell (Hrsg)
- 27 L.Moi , P.Goy , M.Gross , J.M.Raimond, C.Fabre und S.Haroche, Phys.Rev.A27, 2043 und 2065 (1983)

- 28 Y.Kaluzny, P.Goy, M.Gross, J.M.Raimond and S.Haroche, Phys. Rev.Lett.51, 1175 (1983)
- 29 P.Knight and W.Radmore, Phys.Rev.A26, 676 (1982)
- 30 z.B. F.P.Schäfer (Hrsg.), "Dye Lasers", Springer Verlag, Berlin Heidelberg New York (1973)
- 31 T.W.Ducas, M.G.Littman, R.R.Freeman and D.Kleppner, Phys.Rev. Lett. 35, 366 (1975)
- 32 T.F.Gallagher, L.M.Humphrey, W.E.Cooke, R.Hill and S.A.Edelstein, Phys.Rev. A16, 1098, (1977)
- 33 J.L.Vialle and H.T.Duong, J.Phys.B12, 1407 (1979)
- 34 R.F.Stebbing, C.J.Lattimer, W.P.West, F.B.Dunning and T.B.Cook, Phys.Rev.A12, 1453 (1975)
- 35 T.F.Gallagher, B.E.Perry, K.A.Safinya, W.Sandner, Phys.Rev. A24, 3249 (1981)
- 36 T.F.Gallagher, L.M.Humphrey, R.M.Hill and S.A. Edelstein, Phys.Rev.Lett.37, 1465 (1976)
- 37 K.C.Harvey and B.P.Stoicheff, Phys.Rev.Lett. 38, 537 (1977)
- 38 A.I.Ferguson and M.H.Dunn, Opt.Comm. 23, 227 (1977)
- 39 S.A.Lee, J.Helmcke and J.L.Hall, "Laser Spectroscopy IV", Springer Verlag, Berlin Heidelberg New York (1979), H.Walther und K.Rothe (Hrsg.)
- 40 S.Liberman and J.Pinard, Phys.Rev. A20, 507, (1979)
- 41 H.Figger, G.Leuchs, E.Straubinger and H.Walther, Opt.Comm. 33, 37 (1980)
- 42 T.Möckl, Diplomarbeit, Universität München, (1982)
- 43 J.L.Hall and S.A.Lee, Appl.Phys.Lett. 29, 367 (1976)
- 44 S.Gerstenkorn et P.Luc, Editions du CNRS, Paris (1978)
- 45 CRC-Handbook of Chemistry and Physics, 57.Ausgabe, Cleveland (1977)
- 46 E.Fermi, Z.Physik-59, 680 (1930)
- 47 F.Gounand, J.Physique 40, 457 (1979)
- 48 F.Gounand, M.Hugon and R.Fournier, J.Physique 41, 119 (1980)
- 49 T.F.Gallagher and W.E.Cooke, Phys.Rev.Lett. 42, 835 (1979)
- 50 B.P.Stoicheff and E.Weinberger, Can.J.Phys. 57, 2143 (1979)
- 51 T.F.Gallagher, R.M.Hill and S.A.Edelstein, Phys.Rev. A14, 744 (1976)
- 52 R.R.Freeman and D.Kleppner, Phys.Rev.A14, 1614 (1976)
- 53 C.Fabre, P.Goy and S.Haroche J.Phys.B10, L183 (1977)
- 54 C.Fabre, S.Haroche and P.Goy Phys.Rev.A18 229 (1978)
- 55 P.Goy, C.Fabre, M.Gross and S.Haroche J.Phys.B13 L83, (1980)
- 56 P.Goy, J.M.Raimond, G.Vitrant and S.Haroche Phys.Rev.A26, 2733 (1982)
- 57 T.F.Gallagher, L.M.Humphrey, R.M.Hill, W.E.Cooke and S.A. Edelstein, Phys.Rev. A15, 1937 (1977)
- 58 P.F.Liao and J.E.Bjorkholm, Phys.Rev.Lett.34, 1 (1975)
- 59 G.Müller, Dissertation, Gesamthochschule Wuppertal (1983) WUB Di 83-1
- 60 M.Peter, J.Ashkenazi, M.Dacorogua, Helv.Phys.Acta 50, 267 (1977)
- 61 C.Kittel, "Einführung in die Festkörperphysik", R.Oldenbourg Verlag, München Wien (1973)
- 62 J.D.Jackson, "Classical Electrodynamics", J.Wiley and Sons, New York (1962)

- 63 W.Meyer, Kernforschungszentrum Karlsruhe, KfK 76-203-LIN (1976)
- 64 J.C.Slater and D.van Nostrand, "Microwave Electronics", Princeton, N.J. (1950)
- 65 W.Klages, "Einführung in die Mikrowellenphysik", Steinkopff-verlag, Darmstadt (1976)
- 66 B.Decomps, M.Dumont, and M.Ducloy, in "Laser Spectroscopy of Atoms and Molecules", Springer Verlag, Berlin Heidelberg New York (1976), H.Walther, (Hrsg.)
- 67 J.R.Ackerhalt and P.W.Milloni in "Electrodynamics and Quantum Optics", Plenum Press, New York, London (1984), A.O.Barut (Hrsg.)

Anhang A Mathematische Behandlung der Rabigleichungen

$$\begin{aligned} (A1) \quad \frac{d}{dt} C_e &= -\frac{i}{2} \Omega_R(t) e^{i\Delta t} C_g \\ \frac{d}{dt} C_g &= -\frac{i}{2} \Omega_R(t) e^{i\Delta t} C_e - \frac{\gamma}{2} C_g \end{aligned}$$

Substitution: $C_e = e^{\frac{i}{2}\Delta t} f_e$, $C_g = e^{\frac{i}{2}\Delta t} f_g$

$$\begin{aligned} (A2) \quad \frac{i}{2} \Delta f_e + \frac{d}{dt} f_e &= -\frac{i}{2} \Omega_R(t) f_g \\ -\frac{i}{2} \Delta f_g + \frac{d}{dt} f_g &= -\frac{i}{2} \Omega_R(t) f_e - \frac{\gamma}{2} f_g \end{aligned}$$

oder

$$(A3) \quad \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} f_e \\ f_g \end{pmatrix} = -\frac{1}{2} \begin{pmatrix} i\Delta & i\Omega_R(t) \\ i\Omega_R(t) & -i\Delta + \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} f_e \\ f_g \end{pmatrix}$$

Das System ist in einigen Fällen analytisch lösbar:

1. $\Omega_R(t) = \text{const.}$

Das übliche Rabiproblem (A2) ist mit Standardmethoden lösbar. Die Eigenfunktionen haben die Gestalt $f_i = e^{\mu t/2}$ mit der Säkulargleichung

$$(A4) \quad \mu^2 + \gamma\mu + i\Delta\gamma + \Delta^2 + \Omega_R^2 = 0$$

$$(A5) \quad \mu_{1,2} = -\frac{\gamma}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\gamma}{2} + i\Delta\right)^2 - \Omega_R^2}$$

Lösungen der Form $f_e = A e^{\mu_1 t/2} + B e^{\mu_2 t/2}$ lassen sich aus den Anfangsbedingungen $C_e(t=0) = 1$ und $C_g(t=0) = 0$ bestimmen. Die Wahrscheinlichkeit, das Teilchen im oberen Zustand zu finden, $P_e(t) = |C_e(t)|^2$, hat in einigen Grenzfällen folgende Gestalt:

a) stark gedämpfter Fall $\Delta=0$, $\gamma \gg \Omega_R$

$$(A6) \quad \mu_1 \approx -\gamma, \quad \mu_2 \approx -\Omega_R^2/\gamma$$

$$(A7) \quad P_e(t) \approx \exp(-\Omega_R^2 t/\gamma)$$

b) schwach gedämpfter Fall $\Delta=0$, $\gamma \ll \Omega_R$

$$(A8) \quad \mu_{\pm} \approx \pm i\Omega_R - \gamma/2$$

$$(A9) \quad P_e(t) \approx \cos^2(\frac{1}{2}\Omega_R t) = \frac{1}{2} (1 + \cos(\Omega_R t)) e^{-\gamma t/2}$$

c) mittlere Besetzungswahrscheinlichkeit in starken Feldern
 $\gamma \ll \Omega_R$

$$(A10) \quad P_e(t) = 1 - \frac{1}{2} \frac{\Omega_R^2}{\Delta^2 + \Omega_R^2}$$

Für die Halbwertsbreite berechnet man

$$(A11) \quad 2\pi \cdot \Delta \nu_{1/2} = 2 \cdot \Omega_R$$

2. $\Delta=0$, $\gamma=0$

(A2) kann man durch den Ansatz

$$(A12) \quad f(x) = f\{i \int_0^t \Omega_R(t') dt'\}$$

mit $\frac{d}{dt}f = i\Omega_R(t)\frac{d}{dx}f$ auf den vorausgegangenen Fall zurückführen.
 Im schwach gedämpften Fall wird in der oszillierenden Lösung (A9) die linear mit der Zeit zunehmende Phase $\Omega_R \cdot t$ durch das Integral $\int_0^t \Omega_R(t') dt'$ ersetzt.

Die Lösungen für ein variables und ein konstantes elektrisches Feld unterscheiden sich im Resonanzfall nicht grundsätzlich. Für einfache Abschätzungen ist es deshalb zulässig, die Rabifrequenz konstant zu halten und die Wechselwirkungszeit geeignet einzurichten (Abb.1.2). Falls die konstante Rabifrequenz dem Maximalwert entspricht, gibt die nach (A10) geschätzte Linienbreite eine obere Grenze an.

Anhang B Berechnung der elektrischen Feldverteilung der TE_{121} -Mode [63]

Feldkomponenten in Zylinderkoordinaten (r, ϕ, z) :

mit: J_m : Besselfunktionen;

$x_{12} = 5.33144$: 2.Nullstelle von $J'_1(x)$;

$a := \frac{\pi R}{x_{12} L} = .30$;

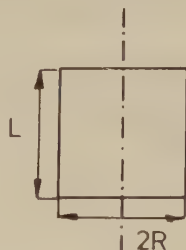
$k := \pi/L$;

$b := x_{12} \cdot r/R$;

Resonatordimensionen: $L=24.0\text{mm}$;

$R=12.4\text{mm}$;

$V=11.6 \cdot 10^{-6}\text{m}^3$;



gilt:

$$\begin{aligned} (B1) \quad H_r &= H_0 a J'_1(b) \cos \phi \cos kz \\ H_\phi &= H_0 a b^{-1} J_1(b) \sin \phi \cos kz \\ H_z &= H_0 J_1(b) \cos \phi \sin kz \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} (B2) \quad E_r &= \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} H_0 \sqrt{1+a^2} b^{-1} J_1(b) \sin \phi \sin kz \\ E_\phi &= \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} H_0 \sqrt{1+a^2} J'_1(b) \cos \phi \sin kz \\ E_z &= 0 \end{aligned}$$

Im Hohlraum ist die Energie $W = \int_V \frac{\epsilon_0}{2} E^2 + \frac{\mu_0}{2} H^2 dV$ gespeichert, für die TE₁₂₁-Mode gilt dann nach [63]:

$$(B3) \quad W_{121} = \frac{\pi R^2 L}{8} \mu_0 H_0^2 (1+a^2)(1-x_{12}^{-2}) J_1^2(x_{12})$$

$$= \mu_0 V H_0^2 \cdot 1.58 \cdot 10^{-2}$$

Dann erhält man für $E_O^2 = E_r^2 + E_\phi^2$ und $r \rightarrow 0$

$$(B4) \quad E_O^2 = \frac{W_{121}}{\epsilon_0 V} 17.31 \sin^2 kz$$

$$E_O = \sqrt{\frac{W_{121}}{\epsilon_0 V}} 4.12 \sin kz$$

Bei 21.5 GHz beträgt der Faktor

$$(B5) \quad \sqrt{\frac{\hbar \omega_0}{2 \epsilon_0 V}} = 2.64 \cdot 10^{-4} \left(\frac{V}{m} \right),$$

so daß man auf der Zylinderachse für die Feldstärke der Vakuumfluktuationen

$$(B6) \quad E_O = 1.1 \cdot 10^{-3} \sin kz \text{ (V/m)},$$

erhält.

Herrn Prof.Dr.H.Walther danke ich für seine Offenheit, auch auswärtigen Studenten die Durchführung einer Dissertation an seinem Institut zu ermöglichen. Er hat meine Arbeit mit viel Interesse verfolgt und auf vielerlei Weise gefördert.

Herrn Dr.K.W.Rothe danke ich besonders für seine Geduld, mit der er mir bei der Lösung zahlreicher Probleme geholfen hat. Mit viel Hilfsbereitschaft hat auch Herr Dr.M.Steiner zu einem funktionsfähigen Experiment beigetragen.

Viel Freude gemacht haben mir die ausführlichen Diskussionen mit Herrn Dipl.Phys. T. Hellmuth, die wesentlich zu meinem Verständnis beigetragen haben.

Außerdem möchte ich allen übrigen Mitgliedern des Lehrstuhls für ihre Kollegialität während meines Aufenthalts danken.

Herr Dr.G.Müller von der Gesamthochschule Wuppertal hat bei der Herstellung und beim Test des Niobresonators geholfen.

Die Angehörigen der mechanischen und der elektronischen Werkstatt und des technologischen Labors haben sich stets bemüht, auch ausgefallene Wünsche prompt zu erfüllen.

Lebenslauf

Name: Dieter Meschede
Geburtsdatum: 17. April 1954
Geburtsort: Lathen/Ems
Familienstand: verheiratet mit Ulrike Meschede, geb. Schmid-Dankward
Staatsangehörigkeit: deutsch
Eltern: Hans Hugo und Marianne Meschede, geb. Kläser

Ausbildung

1960 - 64 Volksschulen in Meppen/Ems und Bonn-Duisdorf
1964 - 72 Gymnasien in Bonn-Duisdorf, Braunschweig und Hannover
1972 - 73 Grundwehrdienst
1973 - 75 Physikstudium an der TU Hannover
1975 Vordiplom
1975 - 79 Physikstudium an der Universität zu Köln
1979 Diplom
1979 Angestellter an der Ludwig-Maximilians-Universität München
1979 - 80 Physikstudium an der University of Colorado, Boulder, Colorado, U.S.A.
seit 1980 Wissenschaftlicher Angestellter an der Ludwig-Maximilians-Universität München
Durchführung der Dissertation

